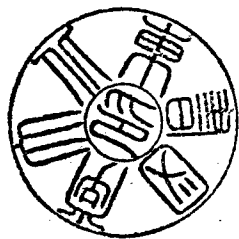


磁気ノズルによる電磁加速プラズマ流のマッハ数制御とその応用

著者	犬竹 正明
URL	http://hdl.handle.net/10097/39542



磁気ノズルによる電磁加速プラズマ流の
マッハ数制御とその応用

(課題番号 14208046)

平成 14 年～ 16 年度科学研究費補助金
(基盤研究 (A) (2))

研究成果報告書

平成 18 年 2 月

研究代表者 犬竹正明
(東北大学大学院工学研究科教授)

磁気ノズルによる電磁加速プラズマ流の
マッハ数制御とその応用
(課題番号 14208046)

平成 14 年～16 年度科学研究費補助金
(基盤研究 (A) (2))

研究成果報告書

平成 18 年 2 月

研究代表者 犬竹正明
(東北大学大学院工学研究科教授)

目次

I.	はしがき	1
	研究組織	
	研究経費	
II.	研究発表	2
III.	研究成果	13
	第1章 研究の背景と目的	13
	第2章 研究の概要と研究成果	15
	第3章 実験装置	16
	第4章 HITOP プラズマの基礎特性	38
	第5章 ラバール型磁気ノズル重畳実験	51
	第6章 電磁加速力の空間分布と外部磁場形状効果	72
	参考文献	
	第7章 総括	124
	謝辞	
IV.	研究論文	127

I. はしがき

近年、太陽風の発生機構や宇宙ジェットの観測とその生成機構の研究が宇宙物理学で注目を集める一方で、核融合研究においてもプラズマ流が関与する電位構造や輸送障壁などの研究や、高速プラズマ流の動圧力を利用した高ベータプラズマ閉じ込め方式の研究が進められるなど、高速プラズマ流の形成やその応用研究の重要度が認識され、重要な研究テーマの1つとなっている。一方で、高速かつ高熱流束を伴ったプラズマ流は、宇宙航行用プラズマ推進機としての応用研究が進められ、有人火星探査用主力エンジンとして有望視されているだけでなく、最近のフラーレン／カーボンナノチューブなどナノテクノロジーを牽引する物質合成や材料改質、さらに次世代プロセスの高効率化など多くの産業応用にとって有用なキーテクノロジーの一つである。

このような実験研究において高速プラズマ流を効率よく生成し利用出来る装置は不可欠であるが、プラズマ電磁加速は基礎的な現象にも関わらず、実際には $J \times B$ 加速、ホール加速、スワール加速などプラズマ中に流れる電流や外部磁場、さらに電子、イオンの粒子的運動に起因する様々な加速機構が存在し、その機構解明に関しては未だ十分な研究が行われていなかった。

本研究の目的は、プラズマ流の詳細な計測によって電磁加速機構を明確にするとともに、磁気ノズルなど磁場を利用することによってプラズマ流を制御し、電磁加速プラズマ流生成の最適化とマッハ数制御法の開発を行うことである。

本報告は、平成14年～16年度の3年間にわたり行われた研究において得られた成果をまとめたものである。

研究組織

研究代表者	大竹正明	(東北大学大学院工学研究科	教授)
研究分担者	安藤 晃	(東北大学大学院工学研究科	助教授)
研究分担者	服部邦彦	(東北大学大学院工学研究科	助手)
研究分担者	佐宗章弘	(東北大学流体科学研究所	教授)
研究分担者	吉沼幹朗	(核融合科学研究所	助手)

研究経費

(金額単位：千円)

	直接経費	間接経費	合 計
平成14年度	21,000	6,300	27,300
平成15年度	9,500	2,850	12,350
平成16年度	4,600	1,380	5,980
総 計	35,100	10,530	45,630

Ⅱ．研究発表（口頭発表、学会誌等）

1．学会誌等における発表

- (1) M.Inutake, A.Ando, K.Hattori, H.Tobari and T.Yagai
“Characteristics of a Supersonic Plasma Flow in a Magnetic Nozzle”
J. Plasma Fusion Res. 78 (2002) 1352–1360.
- (2) M.Inutake, A.Ando, K.Hattori, T.Yagai, H.Tobari, R.Kumagai, H.Miyazaki and S.Fujimura
“Magnetic-Nozzle Acceleration and Ion Heating of a Supersonic Plasma Flow”
Transactions of Fusion Science and Technology, 43, FUSTE8,(2003) 118–124.
- (3) A.Ando, A.Imasaki, H.Tobari, T.Yagai, K.Hattori, and M.Inutake,
“Macroscopic Behavior of a Supersonic Plasma Flow in a Divergent Magnetic Mirror”
Transactions of Fusion Science and Technology, 43, FUSTE8,(2003) 130–132.
- (4) H.Tobari, R.Sato, K.Hattori, A.Ando and M.Inutake
“Characteristics of Plasma Flow and Spatial Distribution of $j \times B$ Forces in an Applied-field MPD Thruster”
Advances in Applied Plasma Science, 4 (2003) 133–138.
- (5) A.Ando, Y.Hosokawa, M.Hatanaka, T.Yagai, H.Tobari, K.Hattori and M.Inutake
“Ion Heating Experiment in a Fast Flowing Plasma for an Advanced Plasma Thruster”
Advances in Applied Plasma Science, 4 (2003) 193–198.
- (6) A.Ando, H.Tobari, K.Hattori, and M.Inutake
“Azimuthal Rotation of Magneto-Plasma-Dynamic Arcjet Plasma with Axially-applied Magnetic Field”
Plasma Application and Hybrid Functionally Materials, 13, (2004) 41–44.
- (7) H.Tobari, M.Inutake, A.Ando and K.Hattori
“Spatial Distribution of Lorentz Forces in an Applied-Field Magneto-Plasma- Dynamic Arcjet Plasma”
J. Plasma Fusion Research, 80, (2004) 651–652.
- (8) M.Inutake, Y.Hosokawa, R.Sato, A.Ando, H.Tobari, and K.Hattori
“Improvements of Flow Characteristics for an Advanced Plasma Thruster”
Transactions of Fusion Science and Technology, 47, FUSTE8, (2005) 191–196.
- (9) A.Ando, M.Hatanaka, M.Shibata, H.Tobari, K.Hattori, and M.Inutake
“Heating and Acceleration of Fast-Flowing Plasma for Advanced Space Thruster”
Plasma Application and Hybrid Functionally Materials, 14, (2005) 31–34.
- (10) A.Ando, T.S.Watanabe, T.K.Watanabe, H.Tobari, K.Hattori, M.Inutake
“Evaluations of Para-Perp Type Mach Probe by Using a Fast Flowing Plasma”
J. Plasma and Fusion Research, 81, (2005) 451–457.

- (11) A.Ando, Y.Hosokawa, M.Hatanaka, H.Tobari, K.Hattori and M.Inutake
 “Ion Heating Experiment by a helical Antenna in a Fast Flowing Plasma”
 Thin Solid Films, (2006) in press.
- (12) A.Ando, T.S.Watanabe, T.K.Watanabe, R.Sato, K.Harata, H.Tobari, K.Hattori,
 M.Inutake
 “Evaluation of Mach Probe Characteristics and Measurement of High-Mach-Number
 Plasma Flow”
 Thin Solid Films, (2006) in press.
- (13) A.Ando, T.K.Watanabe, T.Makita, H.Tobari, K.Hattori, M.Inutake
 “Mach Probe Measurements in Unmagnetized Plasmas with Subsonic and Supersonic
 Flow”
 Contributions to Plasma Physics, (2006) in press.
- (14) 藤村真哉、細川陽平、谷貝 剛、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
 ”高速プラズマ流中の波動伝搬とイオン加熱”
 電気学会プラズマ研究会資料 PST-03-21,(2003),p.63-68.
- (15) 吉野恭平、佐藤隆一、戸張博之、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
 ”ノズル配位電磁プラズマ推進機の分光計測”
 電気学会プラズマ研究会資料 PST-03-22,(2003),p.69-73.
- (16) 福井利英、渡邊俊明、戸張博之、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
 ”超音速プラズマ流中の衝撃波構造”
 電気学会プラズマ研究会資料 PST-03-23,(2003),p.75-80.
- (17) 雨宮 宏、和田 元、豊田浩孝、中村圭二、安藤 晃、上原和也、小山孝一郎、酒井 道、
 橘 邦英
 “プローブ計測の基礎から応用まで”
 J. Plasma and Fusion Research, 81, (2005) 482-525.

2. 国際会議における発表

- (1) M.Inutake, A.Ando, K.Hattori, T.Yagai, H.Tobari, R.Kumagai, H.Miyazaki and S.Fujimura
 “Magnetic-Nozzle Acceleration and Ion Heating of a Supersonic Plasma Flow”
 Proc. 4th Int. Conf. on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement,
 (Jeju, Korea), (2002) , 61.
- (2) A.Ando, A.Imasaki, H.Tobari, T.Yagai, K.Hattori, and M.Inutake,
 “Macroscopic Behavior of a Supersonic Plasma Flow in a Divergent Magnetic Mirror”
 Proc. 4th Int. Conf. on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement,
 (Jeju, Korea), (2002) , 41.
- (3) A.Ando, R.Kumagai, T.Yagai, K.Hattori, and M.Inutake,
 “An Ion Heating Experiment in a Supersonic Plasma Flow”
 Proc. 11th Int. Congress on Plasma Physics, (Sydney, 2002), ICPP-2002,
 AIPconference proceedings Vol. 669, pp. 298-301 (2003).

- (4) M.Inutake, H.Miyazaki, K.Yoshino, H.Tobari, K.Hattori and A.Ando,
 "Magnetic-Laval-Nozzle Effect on a Magneto-Plasma-Dynamic Arcjet"
 Proc. 11th Int. Congress on Plasma Physics, (Sydney, 2002), ICPP-2002,
 AIPconference proceedings Vol. 669, pp. 306-309 (2003).
- (5) T.Yagai, R.Kumagai, Y.Hosokawa, K.Hattori, A.Ando and M.Inutake,
 "Excitation of an Axisymmetric Shear Alfvén Wave by a Rogowski-type Antenna"
 Proc. 11th Int. Congress on Plasma Physics, (Sydney, 2002), ICPP-2002,
 AIPconference proceedings Vol. 669, pp. 137-140 (2003).
- (6) H.Tobari, K.Yoshino, K.Hattori, A.Ando and M.Inutake,
 "Evaluation of Electromagnetic Forces in an Axially-magnetized MPD Arcjet Plasma"
 Proc. 11th Int. Congress on Plasma Physics, (Sydney, 2002), ICPP-2002,
 AIPconference proceedings Vol. 669, pp. 314-318 (2003).
- (7) M.Inutake, K.Yoshino, H.Tobari, H.Fukui, R.Sato, K.Hattori, and A.Ando
 "Production of a supersonic Plasma Flow through a Laval Magnetic Nozzle"
 Proc. of 26th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases (2003, Greifswald)
 Vol.1, am53, (2003) 127-128.
- (8) A.Ando, S.Fujimura, T.Yagai, H.Tobari, Y.Hosokawa, K.Hattori and M.Inutake
 "Ion Heating Experiment in a Supersonic Plasma Flow for an Advanced Plasma Thruster"
 Proc. of 26th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases (2003, Greifswald)
 Vol.4, am55, (2003) 131-132.
- (9) A.Ando, Y.Hosokawa, M.Hatanaka, T.Yagai, H.Tobari, K.Hattori, M.Inutake
 "Ion Heating Experiments in a Supersonic Plasma Flow for an Advanced Plasma Thruster"
 Bulletin of the American Physical Society, (DPP2003, 45th, Albuquerque), RP1-137 (2003)
 p.326.
- (10) H.Tobari, R.Sato, K.Harata, K.Hattori, A.Ando, M.Inutake
 "Evaluation of Electromagnetic Force and Magnetic Laval Nozzle Acceleration in an
 Applied-Field MPD Thruster"
 Bulletin of the American Physical Society, (DPP2003, 45th, Albuquerque), RP1-151 (2003)
 p.328-329.
- (11) M.Inutake, K.Yoshino, S.Fujimura, H.Tobari, Y.Yagai, Y.Hosokawa, R.Sato, K.Hattori
 and A.Ando
 "Production of a High-Mach-Number Plasma Flow for an Advanced Space Thruster"
 Proc. of 4th General Scientific Assembly of Asia Plasma & Fusion Association (APFA 2003,
 Hangzhou, China), (2003).
- (12) A.Ando, Y.Hosokawa, M.Hatanaka, T.Yagai, H.Tobari, K.Hattori, M.Inutake
 "Ion Heating Experiments in a Supersonic Plasma Flow for an Advanced Plasma Thruster"
 Bulletin of the American Physical Society, (APS-DPP2003, 45th, Albuquerque), RP1-137,
 (2003) p.326.

- (13) H.Tobari, R.Sato, K.Harata, K.Hattori, A.Ando, M.Inutake
 "Evaluation of Electromagnetic Force and Magnetic Laval Nozzle Acceleration in an Applied-Field MPD Thruster"
 Bulletin of the American Physical Society, (APS-DPP2003, 45th, Albuquerque), RP1-151, (2003) p.328-329.
- (14) A.Ando, Y.Hosokawa, H.Tobari, K.Hattori, M.Inutake, M.Hatanaka, and T.Watanabe
 "Observation of Ion Heating in a Fast-flowing Plasma for an Advanced Plasma Thruster"
 Proc. 24th Int. Symp. on Space Tech. and Science, (Selected Papers), (Miyazaki, 2004), ISTS 2004-b-3, (2004), pp.94-99.
- (15) A.Ando, Y.Hosokawa, M.Hatanaka, H.Tobari, K.Hattori and M.Inutake
 "Ion Heating Experiment by a helical Antenna in a Fast Flowing Plasma"
 Proc. the 7th APCPST (Asia Pacific Conference on Plasma Science and Technology) & 17th SPSM (Symposium on Plasma Science for Materials), (Fukuoka, 2004), A2, p.45 (2004).
- (16) A.Ando, T.S.Watanabe, T.K.Watanabe, R.Sato, K.Harata, H.Tobari, K.Hattori, M.Inutake
 "Evaluation of Mach Probe Characteristics and Measurement of High-Mach-Number Plasma Flow"
 Proc. the 7th APCPST (Asia Pacific Conference on Plasma Science and Technology) & 17th SPSM (Symposium on Plasma Science for Materials), (Fukuoka, 2004), 01P-108, p.462 (2004).
- (17) M.Inutake, Y.Hosokawa, R.Sato, A.Ando, H.Tobari, and K.Hattori
 "Improvements of Flow Characteristics for an Advanced Plasma Thruster"
 Proc. 5th Int. Conf. on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement, (Novosibirsk, Russia), (5-9 July 2004) Vol.1 p.54, (2004).
- (18) M. Inutake, A. Ando, H. Tobari, and K. Hattori
 "Development and Physics Issues of an Advanced Space Propulsion"
 Topical Invited Lecture, The 2nd International School of Advanced Plasma Technology, (Villa Monastero, Varenna, Italy, Sept. 27- 1 Oct.), Vol.1, p.16, 2004
- (19) M. Inutake, A. Ando, K. Hattori, H. Tobari, Y.Hosokawa, R. Sato, M. Hatanaka and K. Harata
 "Development of Supersonic Plasma Flows by use of a Magnetic Nozzle and an ICRF Heating"
 Proc. Int. Conf. on Plasma Physics, (Nice, France, 25-29 Oct.), No.217, pp.1-6, 2004.
- (20) A.Ando, T.K.Watanabe, T.Makita, H.Tobari, K.Hattori, M.Inutake
 "Evaluations of Mach Probe Characteristics in a Subsonic and Supersonic Plasma Flow"
 Bulletin of the American Physical Society, (46th AIP-DPP2004, Savannah), BP1-100, p.48 (2004).
- (21) A.Ando, M.Hatanaka, M.Shibata, H.Tobari, K.Hattori, M.Inutake
 "Observation of Ion Cyclotron Heating in a Fast-flowing Plasma Flow for an Advanced Plasma Thruster"
 Bulletin of the American Physical Society, (AIP-DPP2004, 46th, Savannah), PM2-2, p.295 (2004).

- (22) A.Ando, T.K.Watanabe, T.Makita, H.Tobari, K.Hattori, M.Inutake
 "Evaluations of Mach Probe and Measurement of Flow Field in Subsonic and Supersonic Plasma Flows"
 Proc. of the 6th International Workshop on Electrical probes in Magnetized Plasmas, (Hanyang Univ, Seoul, Korea), p.26 (2005).
- (23) T.Makita, A.Ando, T.K.Watanabe, H.Tobari, K.Hattori, M.Inutake
 "Measurement of Plasma Flow Field by Mach Probe and Evaluation of Specific Heat Ratio γ_i "
 Proc. of the 6th International Workshop on Electrical probes in Magnetized Plasmas, (Hanyang Univ, Seoul, Korea), p.28 (2005).
- (24) M.Inutake, A.Ando, M.Hatanaka, M.Shibata, H.Tobari and K.Hattori
 "Ion Heating and Acceleration of a Fast-flowing Plasma for an Advanced Plasma Thruster"
 Proc. of 27th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases (XXVIIth ICPIG, Eindhoven, the Netherlands), 19-254, pp.1-2 (2005).
- (25) A. Ando, T.K. Watanabe, T.Makita, H.Tobari, K.Hattori and M.Inutake
 "Measurement of High-Mach-number Plasma Flows by an Up-down-type Mach Probe"
 Proc. of 27th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases (XXVIIth ICPIG, Eindhoven, the Netherlands), 08-249, pp.1-2 (2005).
- (26) A.Ando (Invited speaker)
 "Experimental Study of an Advanced Plasma Thruster using ICRF Heating and Magnetic Nozzle Acceleration"
 Bulletin of the Americal Physical Society, (47th AIP-DPP2005, Denver, Colorado), RI2-6 p.309 (2005).
- (27) A.Ando , M.Inutake , K.Hattori , H.Tobari , M.Hatanaka , and M.Shibata
 "Demonstration of Ion Heating and Acceleration in a Fast-flowing Plasma for the VASIMR Thruster"
 Proc. of 29th Int. Electric Propulsion Conference (IEPC, Princeton) IEPC-2005-29, pp.1-7 (2005).
- (28) M.Inutake, A.Ando, K.Hattori, H.Tobari, K.Harata, and T.Komagome
 "Improvement of an MPD Thruster Performance with a Laval-type Magnetic Nozzle"
 Proc. of 29th Int. Electric Propulsion Conference (IEPC, Princeton), IEPC-2005-83, pp.1-8 (2005).
- (29) H. Tobari , A. Ando , M.Inutake and K.Hattori
 "Direct Measurement of Lorentz Forces in an Applied-Field MPD Thruster"
 Proc. of 29th Int. Electric Propulsion Conference (IEPC, Princeton), IEPC-2005-65, pp.1-6 (2005).

3. 国内会議における発表

- (1) 佐藤隆一、吉野恭平、戸張博之、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明
”高速プラズマ流生成におけるノズル効果”
電気関連学会東北支部連合大会、山形大学、2002 年 8 月 28 日、2G-6.
- (2) 細川陽平、藤村真哉、谷貝 剛、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明
”高速プラズマ流中の軸対称電磁流体波の伝播特性”
電気関連学会東北支部連合大会、山形大学、2002 年 8 月 28 日、2G-7.
- (3) 谷貝 剛、細川陽平、渡邊俊明、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、陳 強、
澤谷邦男
”ロゴスキー型アンテナによる軸対称シアアルヴェン波の励起”
プラズマ・核融合学会第19 回年会、犬山市、2002 年 11 月 27 日、27aC-33P.
- (4) 戸張博之、吉野恭平、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
”MPD 推進機の電磁加速力の空間分布と外部磁場印加効果”
プラズマ・核融合学会第19 回年会、犬山市、2002 年 11 月 28 日、28pB-12P.
- (5) 吉野恭平、佐藤隆一、戸張博之、谷貝 剛、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
”電磁プラズマ推進機のノズル形状効果”
プラズマ・核融合学会第19 回年会、犬山市、2002 年 11 月 28 日、28aB-13P.
- (6) 福井利英、渡邊俊明、戸張博之、谷貝 剛、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
”超音速磁化プラズマ流中の電磁衝撃波”
プラズマ・核融合学会第19 回年会、犬山市、2002 年 11 月 28 日、28aB-14P.
- (7) 藤村真哉、細川陽平、畑中 基、谷貝 剛、戸張博之、服部邦彦、安藤 晃、
犬竹正明、
”先進電気推進機のための高速プラズマ流中イオン加熱”
プラズマ・核融合学会第19 回年会、犬山市、2002 年 11 月 28 日、28aB-15P.
- (8) 戸張博之、吉野恭平、佐藤隆一、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明
”MPD 出口部における電磁力評価と磁気ラバールノズル効果”
平成14年度宇宙輸送シンポジウム、(2002)、2003 年 1 月、p.265-268.
- (9) 藤村真哉、細川陽平、谷貝 剛、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明
”高速プラズマ流中でのイオン加熱と推進機への応用”
平成14年度宇宙輸送シンポジウム、(2002)、2003 年 1 月、p.269-272.
- (10) 藤村真哉、細川陽平、谷貝 剛、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
”高速プラズマ流中の波動伝搬とイオン加熱”
電気学会プラズマ研究会、岩手大学、2003 年 3 月 14 日、PST-03-21、p.63-68.
- (11) 吉野恭平、佐藤隆一、戸張博之、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
”ノズル配位電磁プラズマ推進機の分光計測”
電気学会プラズマ研究会、岩手大学、2003 年 3 月 14 日、PST-03-22、p.69-73.

- (12) 福井利英、渡邊俊明、戸張博之、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
 ”超音速プラズマ流中の衝撃波構造”
 電気学会プラズマ研究会、岩手大学、2003 年 3 月 14 日. PST-03-23, p.75-80.
- (13) M.Hatanaka, Y.Hosokawa, S.Fujimura, T.Yagai, H.Tobari, K.Hattori, A.Ando and
 M.Inutake
 ”Excitation of Alfvén waves and Ion Heating in a Supersonic Plasma Flow”
 電気関係学会東北支部連合大会、岩手県立大学、2003 年 8 月 21 日、1A10.
- (14) T.Watanabe, T.Watanabe, T.Yagai, H.Tobari, K.Hattori, A.Ando and M.Inutake
 ”Measurements of Ion Temperature by an Electrostatic Energy Analyzer in a Supersonic
 Plasma Flow”
 電気関係学会東北支部連合大会、岩手県立大学、2003 年 8 月 21 日、1A11.
- (15) K.Harata, K.Yoshino, R.Sato, H.Tobari, T.Yagai, K.Hattori, A.Ando and M.Inutake
 ”Effect of a Magnetic Laval Nozzle on a MPDA Plasma Flow”
 電気関係学会東北支部連合大会、岩手県立大学、2003 年 8 月 21 日、1A12.
- (16) 戸張博之、佐藤隆一、原田賢二、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明
 ” 外部磁場印加時におけるMPDプラズマの電磁加速”
 日本物理学会 2003 年秋期大会、岡山大学、2003 年 9 月 21 日. 21pYA-10.
- (17) 安藤 晃、吉野恭平、佐藤隆一、原田賢二、戸張博之、谷貝 剛、
 服部邦彦、犬竹正明
 ” ラバール型磁気ノズルによる高速プラズマ流加速”
 日本物理学会 2003 年秋期大会、岡山大学、2003 年 9 月 21 日. 21pYA-11.
- (18) 佐藤隆一、原田賢二、戸張博之、谷貝 剛、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
 ”ラバール磁気ノズルを通過する高速プラズマ流の分光計測”
 プラズマ・核融合学会第20回年会、水戸市、2003 年 11 月 26 日. 26aB-29P.
- (19) 細川陽平、畑中 基、渡邊俊明、渡邊貴史、戸張博之、谷貝 剛、服部邦彦、
 安藤 晃、犬竹正明、
 ”磁気チャンネル中での超音速プラズマ流の高周波加熱”
 プラズマ・核融合学会第20回年会、水戸市、2003 年 11 月 26 日. 26aB-30P.
- (20) 佐藤隆一、原田賢二、戸張博之、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明
 ”電磁加速プラズマに対する磁気ノズル形状効果”
 宇宙輸送シンポジウム、宇宙航空研究開発機構、2004 年 1 月 20 日、p.344.
- (21) 細川陽平、畑中 基、戸張博之、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明
 ”推進機応用を目指した超音速プラズマ流の高周波加熱”
 宇宙輸送シンポジウム、宇宙航空研究開発機構、2004 年 1 月 20 日、p.348.
- (22) 渡邊俊明、渡邊貴史、戸張博之、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明
 ”プラズマ流計測用マッハプローブの基礎特性評価”
 宇宙輸送シンポジウム、宇宙航空研究開発機構、2004 年 1 月 20 日、p.352.
- (23) 安藤 晃、戸張博之、服部邦彦、犬竹正明、
 ” 外部磁場印加型MPDアークジェットの回転現象”
 プラズマ応用科学会第 11 回年会、小樽、2004 年 3 月. 講演集 p.41-44.

- (24) 安藤 晃、戸張博之、服部邦彦、犬竹正明
 “大出力電気推進機の課題と有人惑星探査への応用”
 日本物理学会第59回年会、九州大学箱崎キャンパス、2004年3月28日、28pWK-5.
- (25) 安藤 晃、渡邊俊明、渡邊貴史、佐藤隆一、原田賢二、戸張博之、服部邦彦、
 犬竹正明
 “HITOP プラズマによるマッハプローブの基礎特性評価”
 日本物理学会第59回年会、九州大学箱崎キャンパス、2004年3月29日、29pWK-2.
- (26) 渡邊貴史、渡邊俊明、戸張博之、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明
 ” プラズマ流計測用マッハプローブの特性評価”
 第5回核融合エネルギー連合講演会、仙台市民会館、2004年6月18日、E08a、p.60.
- (27) 原田賢二、佐藤隆一、戸張博之、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明
 ” MPDアークジェットによる高速プラズマ流生成と磁気ノズル加速効果”
 第5回核融合エネルギー連合講演会、仙台市民会館、2004年6月18日、K01a、p.89.
- (28) 人見敬一郎、戸張博之、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明
 ” ホール加速を利用した粒子ビーム源の基礎特性”
 第5回核融合エネルギー連合講演会、仙台市民会館、2004年6月18日、K02a、p.89.
- (29) 畑中 基、細川陽平、戸張博之、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明
 ” 高速プラズマ流でのアルヴェン波励起とイオン加熱”
 第5回核融合エネルギー連合講演会、仙台市民会館、2004年6月18日、K03a、p.90.
- (30) T.Makita, T.Watanabe, H.Tobari, K.Hattori, A.Ando and M.Inutake
 “Measurements of Mach number in a Plasma Flow by a Four-tip Mach probe”
 電気関係学会東北支部連合大会、東北工業大学、2004年8月27日、2A9.
- (31) M.Shibata, M.Hatanaka, H.Tobari, K.Hattori, A.Ando and M.Inutake
 “Ion Heating Experiments in a Fast Flowing Plasma for an Advanced Thruster”
 電気関係学会東北支部連合大会、東北工業大学、2004年8月27日、2A11.
- (32) 畑中 基、柴田 雅希、戸張博之、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
 ” 高速プラズマ流中でのイオン加熱と電気推進機への応用”
 2004年電気学会A部門大会、東北大学、2004年8月30日、II-4.
- (33) 渡邊貴史、牧田崇弘、戸張博之、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
 ” 方向性ラングミュアプローブを用いたマッハプローブの特性評価とその応用”
 2004年電気学会A部門大会、東北大学、2004年8月31日、②-4.
- (34) 荻浦慶太、大友裕唯、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
 ” 電気流体力学 (EHD) ポンプにおける電歪力効果”
 2004年電気学会A部門大会、東北大学、2004年8月31日、XI-12.
- (35) 渡邊貴史、安藤 晃、牧田崇弘、戸張博之、服部邦彦、犬竹正明
 ” 4端子マッハプローブによるプラズマ流速場計測”
 日本物理学会 2004年秋期大会、青森大学、2004年9月13日、13aQA-11.

- (36) 畑中 基、安藤 晃、柴田 雅希、荻浦慶太、戸張博之、服部邦彦、犬竹正明
 ” 高速プラズマ流でのアルヴェン波励起とイオン加熱”
 日本物理学会 2004 年秋期大会、青森大学、2004 年 9 月 14 日. 14pQA-15.
- (37) 安藤 晃、渡邊貴史、牧田崇弘、戸張博之、服部邦彦、犬竹正明、
 ” 高速プラズマ流を用いたマッハプローブ計測の特性評価”
 プラズマ・核融合学会第 21 回年会、静岡市、2004 年 11 月 24 日. 24aB03,
 講演集 p.147.
- (38) 渡邊貴史、牧田崇弘、戸張博之、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
 ” 非磁化プラズマ流中マッハプローブの特性評価と MPD アークプラズマ流計測”
 プラズマ・核融合学会第 21 回年会、静岡市、2004 年 11 月 25 日. 25pB33P,
 講演集 p.225.
- (39) 陳 静、服部邦彦、戸張博之、安藤 晃、犬竹正明、
 ” 高密度プラズマ計測用多重反射型可視光レーザー干渉系の開発”
 プラズマ・核融合学会第 21 回年会、静岡市、2004 年 11 月 25 日. 25pB15P,
 講演集 p.216.
- (40) 原田賢二、佐藤隆一、戸張博之、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
 ” 高ベータプラズマ流に対する磁気ラバールノズル効果”
 プラズマ・核融合学会第 21 回年会、静岡市、2004 年 11 月 25 日. 25pA25P,
 講演集 p.195.
- (41) 畑中 基、柴田雅希、戸張博之、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
 ” 高速プラズマ流中でのイオンサイクロトロン共鳴加熱と宇宙推進機への応用”
 プラズマ・核融合学会第 21 回年会、静岡市、2004 年 11 月 25 日. 25pA27P,
 講演集 p.196.
- (42) 戸張博之、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明
 ” 先進電気推進機を指向した高速プラズマ流のイオン加熱と磁気ノズル加速 ”
 平成 16 年度宇宙輸送シンポジウム、宇宙航空研究開発機構、2005 年 1 月 18 日.
- (43) 畑中 基、柴田雅希、戸張博之、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
 ” 宇宙推進機応用を目指したイオン加熱と発散型磁気ノズルによる複合プラズマ加速”
 プラズマ科学シンポジウム、名古屋市、2005 年 1 月 27 日. P2-016, 講演集 p.249-250.
- (44) 原田賢二、戸張博之、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
 ” 磁気チャンネルを通過する高ベータプラズマ流特性”
 プラズマ科学シンポジウム、名古屋市、2005 年 1 月 27 日. P2-017, 講演集 p.251-252.
- (45) 渡邊貴史、牧田崇弘、戸張博之、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
 ” マッハプローブによるプラズマ流計測と比熱比 γ_i の評価”
 プラズマ科学シンポジウム、名古屋市、2005 年 1 月 27 日. P2-053, 講演集 p.323-324.
- (46) 安藤 晃、畑中 基、柴田雅希、戸張博之、服部邦彦、犬竹正明、
 ” 先進宇宙推進機開発を目指した高速プラズマ流の加熱と加速”
 プラズマ応用科学会第 12 回年会、豊橋、2005 年 3 月. 講演集 p.31-34.

- (47) 犬竹正明、牧田崇弘、渡邊貴史、戸張博之、服部邦彦、安藤 晃
 “磁気チャンネル中高速プラズマ流の流速場計測”
 日本物理学会第 60 回年会、東京理科大学、2005 年 3 月 24 日、24aXG-1. 講演集 p.194.
- (48) 戸張博之、犬竹正明、安藤 晃、服部邦彦
 “電磁加速による超音速プラズマ流の生成”
 日本物理学会第 60 回年会、東京理科大学、2005 年 3 月 26 日、26pXA-8. 講演集 p.232.
- (49) 安藤 晃、柴田雅希、畑中 基、戸張博之、服部邦彦、犬竹正明
 “高速プラズマ流の高周波加熱と磁気ノズル加速”
 日本物理学会第 60 回年会、東京理科大学、2005 年 3 月 27 日、27aXG-8. 講演集 p.253.
- (50) Y.Kasashima, M.Shibata, K.Hattori, A.Ando and M.Inutake
 “RF heating and Acceleration in a Plasma flow for an Advanced Space Thruster”
 電気関係学会東北支部連合大会、岩手大学、2005 年 8 月 26 日、2A5. 講演集 p.18.
- (51) T.Komagome, K.Harata, K.Hattori, A.Ando and M.Inutake
 “Effect of a Diverging Magnetic Nozzle on a high beta MPDA Plasma Flow”
 電気関係学会東北支部連合大会、岩手大学、2005 年 8 月 26 日、2A6. 講演集 p.19.
- (52) Y.Noguchi, J.Chen, K.Hattori, A.Ando and M.Inutake
 “Measurement of high density plasma using a multi-reflection type visible-laser interferometer”
 電気関係学会東北支部連合大会、岩手大学、2005 年 8 月 26 日、2A7. 講演集 p.20.
- (53) H.Isobe, T.Makita, K.Hattori, A.Ando and M.Inutake
 “Evaluation of ion Specific Heat Ratio γ_i in a Fast-flowing Plasma”
 電気関係学会東北支部連合大会、岩手大学、2005 年 8 月 26 日、2A8. 講演集 p.21.
- (54) Y.Ohtomo, K.Ogiura, K.Hattori, A.Ando and M.Inutake
 “Evaluation of Pumping pressure of Electrohydrodynamics(EHD) Pump using a Closed-loop Type Flow Path”
 電気関係学会東北支部連合大会、岩手大学、2005 年 8 月 26 日、2A9. 講演集 p.22.
- (55) 牧田崇弘、安藤 晃、磯部裕和、駒込敏弘、服部邦彦、犬竹正明
 ” ラバール型磁気ノズルにおける高速プラズマ流の流速場計測”
 日本物理学会 2005 年秋期大会、同志社大学、2005 年 9 月 21 日、21aWG-9, 講演集 p.115.
- (56) 柴田雅希、安藤 晃、笠嶋悠司、服部邦彦、犬竹正明
 ” 高速プラズマ流の発散型磁気ノズル加速における軸方向電場分布”
 日本物理学会 2005 年秋期大会、同志社大学、2005 年 9 月 21 日、21aWG-10,
 講演集 p.116.
- (57) 野口 洋、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
 ” 多重反射型可視光レーザー干渉計を用いた高密度プラズマ測定 (II)”
 プラズマ・核融合学会第 22 回年会、東京都江戸川区船堀、2005 年 11 月 30 日、30aB21P,
 講演集 p.134.

- (58) 柴田雅希、笠嶋悠司、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
” 先進宇宙推進機開発を目指した高速プラズマ流注意音加熱の高効率化”
プラズマ・核融合学会第22回年会、東京都江戸川区船堀、2005年11月30日. 30aC24P,
講演集 p.153.
- (59) 駒込敏弘、山岸智久、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
” 磁気ノズル重畳型MPD加速プラズマの流速分布計測”
プラズマ・核融合学会第22回年会、東京都江戸川区船堀、2005年12月1日. 01pC10P,
講演集 p.208.
- (60) 牧田崇弘、磯部裕和、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
” 高速プラズマ流の流速場計測とイオン比熱比評価”
プラズマ・核融合学会第22回年会、東京都江戸川区船堀、2005年12月1日. 01pC11P,
講演集 p.209.
- (61) 山田浩義、熊谷知行、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
” 高速局所気流による直流大気圧グロー放電の安定維持”
プラズマ・核融合学会第22回年会、東京都江戸川区船堀、2005年12月1日. 01pC21P,
講演集 p.214.
- (62) 笠嶋悠司、柴田雅希、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明
“高速プラズマ流中のイオン加熱と加速－VASIMR 実現を目指して ”
平成17年度宇宙輸送シンポジウム、宇宙航空研究開発機構、2006年1月12日.
- (63) 駒込敏弘、山岸智久、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明
“磁気ノズル重畳型 MPD 加速プラズマの流速分布計測”
平成17年度宇宙輸送シンポジウム、宇宙航空研究開発機構、2006年1月12日.

Ⅲ. 研究成果

第1章 研究の背景と目的

自然界において、太陽コロナや地球磁気圏プラズマ中では活発な電磁流体现象が引き起こされている。特に近年の人工衛星をはじめとした観測機器の飛躍的な発展と共に、これまで観測されなかった活発な太陽フレア現象や地球磁気圏プラズマ中での激しい電磁流体现象の観測が数多く報告されている。また、遠く銀河の中には宇宙ジェットと呼ばれる現象が観測されており、何万光年に及ぶ長大な距離の流体现象の存在が示唆されている [1]。

このような超高速プラズマ流が主役となる物理現象の解明を目指した研究が進められる一方で、核融合研究においてもプラズマ流が関与する電位構造や輸送障壁などの研究や、高速プラズマ流の動圧力を利用した高ベータプラズマ閉じ込め方式の研究が注目を集めている [2]。

また、高速かつ高熱流束を伴ったプラズマ流は、宇宙航行用プラズマ推進機としての応用研究が進められ [3]、有人火星探査用主力エンジンとして有望視されているだけでなく、最近のフラーレン/カーボンナノチューブなどナノテクノロジーを牽引する物質合成や材料改質、さらに次世代プロセスの高効率化など多くの産業応用にとって有用なキーテクノロジーの一つである。

このように、高速プラズマ流の形成やその応用研究はますますその重要度が認識され、重要な研究テーマの1つとなっている。これらの研究を遂行する上で必須となる高速プラズマ流の生成装置の開発にはプラズマ電磁加速の理解が不可欠であるが、基礎的な現象にも関わらず、実際には $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 加速、ホール加速、スワール加速などプラズマ中に流れる電流や外部磁場、さらに電子、イオンの粒子的運動に起因する様々な加速機構が存在し、その機構解明に関しては未だ十分な研究が行われていない [4]。プラズマの密度条件と中性粒子密度や磁場条件によってプラズマ流の振舞いは大きく変化する。無衝突条件だけでなく、電離度が高く中性粒子との衝突効果よりイオン間の衝突効果が大きい場合などにおいてもプラズマは電磁流体として様々な現象を引き起こす。

本研究では、核融合や宇宙におけるプラズマ中の複雑な電磁流体现象を引き起こす源となる高速プラズマ流に注目し、高密度高ベータプラズマ流中における電磁加速機構を明確にし、磁気ノズル効果を利用した電磁加速プラズマ流生成の最適化とマッハ数制御法の開発を行うことを目的とした実験研究を行った。

本研究を遂行した東北大学の電磁流体実験装置“HITOP”には高密度プラズマ流源として Magneto-Plasma-Dynamic Arcjet (MPDA) 装置が設置されており、電子密度として 10^{15} cm^{-3} 以上のプラズマを全長 3.3m 直径 0.8m の真空容器内に発生させることができる。さらに、外部

磁場形状を変えることにより能動的にプラズマの条件を変化させることが可能であり、既存の装置にない高密度でイオンマッハ数が1を超える超音速領域のプラズマ流を利用した実験を行うことができる。さらに、種々の計測器を備え、その電磁加速機構を詳細に観測できるだけでなく、大口径・大容量・高エンタルピーのプラズマを利用して工学的、物理試験研究に広く適用できる特徴を持つ。

このMPDAの動作特性を向上する手法としてMPDAに軸方向外部磁場を印加して動作させる研究が行われ、磁場印加により推力が増加することが実験的に確認されている[5, 6, 7, 8]。また、電極内部の磁場強度分布[9]、放電電流分布の測定[10, 11]、背景圧力の影響[12]、ガス種による推力・効率の違い[13]や一次元二流体流れのシミュレーション[14]等の研究も行われてきている。これらの研究により、軸方向外部磁場印加によりプラズマ流は回転流となり、電極への電流集中を緩和され、電極損耗の軽減が期待できる一方で、放電電流は下流域まで吹き出しており、陰極先端に電流が集中していることが示された。

さらに、これまでの我々の研究によって[15, 16]、(a) 外部磁場コイルによる磁気ノズル配位によってプラズマ流のマッハ数を制御できること、(b) 一様磁場を印加したMPDアークジェットの出口付近では、異常イオン加熱機構が存在し、電子温度よりイオン温度は一桁近く高くなること、その結果、イオンマッハ数が1程度に制限されていることがマッハプローブや分光計測で明らかとなった。これらの結果から、出口付近に強磁場の小型磁気ノズルの形状を工夫することにより、高効率な電磁加速を行うことができることが示唆された。

これらの実験研究成果を踏まえ、本研究では、(a) HITOP 実験装置における高密度プラズマ流発生装置出口近傍での磁気ノズル形状を発散型、ラバールノズル型などに変化させ、プラズマの熱エネルギーを効率よく流れのエネルギーへ変換する手法を確立する。(b) 磁気ノズル中を通過するプラズマ流の各種パラメータ（流速や回転速度、密度、温度分布や電流分布など）の空間分布を詳細に計測し、プラズマに直接働く電磁力分布を評価しプラズマの加速現象を総合的に理解することを目的として研究を行った。

第 2 章 研究の概要と研究成果

前記の研究目的を達成するために、本研究では電磁加速プラズマ流生成装置である Magneto-Plasma-Dynamic Arcjet (MPDA) を用い、磁場を重畳した際のプラズマ流源の出口近傍でのプラズマ流の詳細なパラメータ計測により電磁力場の評価を行い、その電磁加速機構を明らかにした。特にラバール型磁気ノズル形状に注目し、プラズマ流中の電磁加速力場の直接観測を行い、この結果と流速計測結果とを比較することで、各種磁場配位時における電磁力場形成と加速効果に対する効果について詳細な観測を行い、以下に示す成果を得た。

- 高密度プラズマ流生成装置 MPDA 出口部に局所ラバール型磁気ノズルを重畳することにより、イオンの熱エネルギーが軸方向の流れのエネルギーに変換され、磁気ノズル下流部でのプラズマ流速及びイオンマッハ数が増加し、マッハ数が 1 以上の超音速プラズマ流の形成に成功した。
- このラバール型磁気ノズルが印加された際の流速、イオン温度、イオンマッハ数の各パラメータについて 1 次元等エントロピー流モデルとの比較を行い、実験結果は理論と定性的に一致していることが明らかとなった。またノズル形状の変化に伴い、急激にマッハ数が減少してしまうような衝撃波的挙動も観測された。
- 磁気プローブアレイを用いて MPD 出口近傍に形成される電磁加速力場を直接計測した。MPD 出口近傍では反磁性効果が強く、外部磁場コイルで形成される磁場が弱まり自発的に収束型の磁力管が形成されていること、そのため方位角方向の電流と径方向磁場の相互作用によって軸方向加速を妨げる制動力が存在することを実験的に明らかにした。
- この問題点を解決するため、局所的に強い発散型磁場配位を重畳することで外向きの径方向磁場を形成し、軸方向の制動力が加速力に変換された結果、大きくプラズマ流速が増加する結果を得た。以上の成果により、プラズマ流に作用する電磁力の分布を外部磁場形状で直接制御しうることを、その結果プラズマ流加速制御が可能であることを実験的に示し、その手法を明らかにすることが出来た。

特に高密度プラズマの反磁性効果による磁場形状の変化や、プラズマ回転と加速現象との相関など、これまで明確にされなかった点について実験的な探求を行った。これらの実験研究により、プラズマ流の形成とその応用研究にとって重要な電磁加速機構を明らかにし、磁気ノズル効果を利用した広範なプラズマパラメータ領域における電磁加速プラズマ流生成と加速手法の方式を確立した。

以下に、本研究で行った研究概要を述べる。

第 3 章 実験装置

本章では、実験に用いた HITOP 装置、プラズマ源である MPD アークジェットの概略と計測手法について述べる。

3.1 HITOP 装置

本研究は、東北大学の高温電磁流体実験装置 HITOP(HIgh density TOhoku Plasma)[16],[17],[18]を用いて行った。HITOP 装置の平面図を図 3-1 に示す。

真空容器は、長さ 3.3 m、内直径 0.8 m のステンレス製の円筒型大真空容器と、長さ 0.8 m、内直径 0.35 m の延長管で構成されている。大真空容器には鉛直方向上部、下部、および水平方向左、右両側面それぞれに 7 カ所、計 28 カ所の測定ポートと、延長管両側面に幅 0.11 m、長さ 0.31 m のレーストラック形状の観測窓が計 2 カ所設けてある。真空排気系は上流部、下流部に 1 系統ずつ設けられ、それぞれ排気量 500 ℓ/min の油回転ポンプ (Rotary Pump ; RP) と、排気量 1500 ℓ/sec のターボ分子ポンプ (Turbo Molecular Pump ; TMP) から構成されている。HITOP 装置の到達真空度は $\sim 2 \times 10^{-6} \text{Torr}$ である。

外部磁場コイルは、内直径 1.0 m、外直径の 1.4 m の 11 個の大型コイルが真空容器の周囲に設置され、また内直径 0.35 m、外直径 0.63 m の 2 個の中型コイルと、内直径 0.2 m、外直径 0.64 m の 4 個の小型コイルが延長管近傍に設置されている。なお、中型、小型コイルは可動である。これらの外部磁場コイルの個々の電流値を設定することにより様々な磁場配位が形成可能となる。

HITOP 装置のプラズマ源は、Magneto-Plasma-Dynamic アークジェット (MPDA) であり、延長管端部に取り付けられている。本装置で生成されるプラズマの典型的なプラズマパラメータは、イオン温度 10-60 eV、電子温度 1-10 eV、プラズマ密度 $10^{11} - 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 、電離度は 10-100 %、プラズマの噴出速度は 10-30 km/s である。放電はパルス整形回路 (Pulse Forming Network ; PFN) を介して、約 1 ms の準定常放電を行っている。

HITOP 装置の座標系は、図 3-1 に示すように原点を陰極先端とし、装置長手方向を Z 軸、右手系をなすように X 軸、Y 軸を定める。

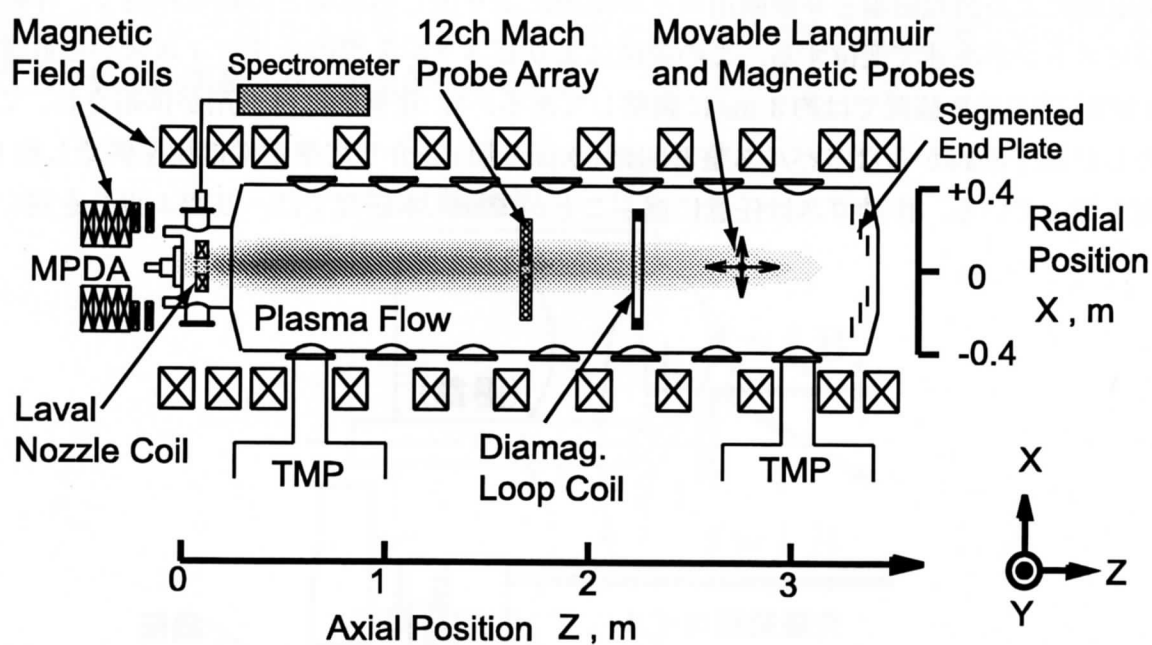


図 3-1: HITOP 装置の平面図

3.2 プラズマ源 -MPD アークジェット-

3.2.1 MPDA

HITOP 装置のプラズマ源は MPD(Magneto-Plasma-Dynamic) アークジェットである。MPD アークジェットの断面図を図 3-2 に示す。放電部は同軸形状の電極からなり、陽極は内径 30 mm の円環状モリブデン電極、陰極は外径 10 mm の棒状タングステン電極からなる。放電部への推進剤の入射は高速駆動電磁弁 (Fast Acting Valve ; FAV) を用いている。FAV は弁駆動用コイル、作動円盤、ピストンからなり、パルス電流が弁駆動用コイルに流れ、作動円盤上で発生する渦電流による誘起磁場と弁駆動用コイル電流により生じる磁場との相互作用で、作動円盤およびピストンが高速で変位する。この変位によりピストン先端のオリフィス穴から放電部には一定時間 (HITOP 装置では約 3 ms に調整してある。), 定常的に推進剤が供給され、ここに 5 段の L-C 梯子回路からなるパルス整形回路 (次節参照) を介して準定常電流を供給し約 1 ms の放電を行っている。作動ガスは任意に選ぶことができ、本研究ではヘリウムガスを用いた。

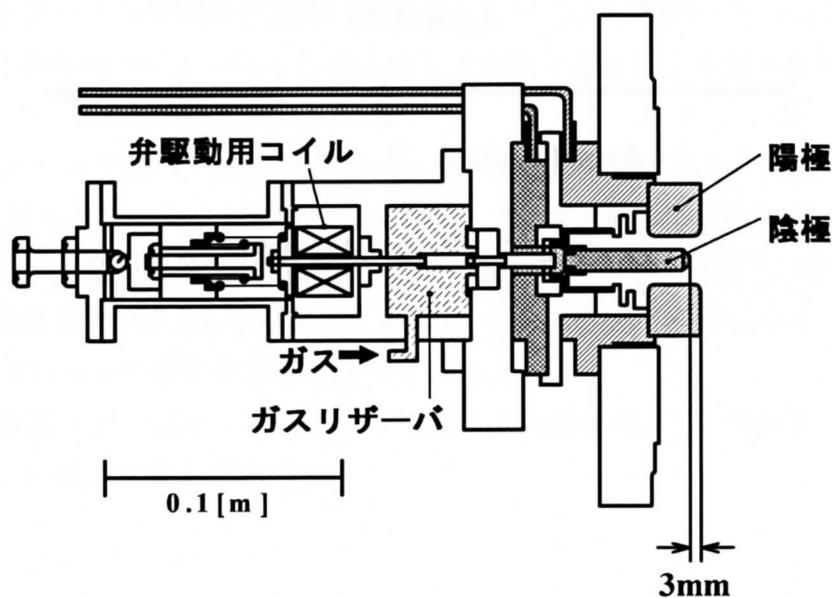


図 3-2: MPD アークジェットの断面図

3.2.2 MPD アークジェットプラズマの加速機構

MPD アークジェットで生成されたプラズマに作用する電磁力により次のような加速機構が存在すると考えられている [4, 19, 20, 21].

(i) 自己誘起磁場による軸方向加速

外部印加磁場を印加しない場合は、図 3-3 に示すように、放電電流の径方向成分 j_r と自己誘起磁場 B_θ の相互作用で軸方向の電磁力が生じる．この力は、ブローイング力と呼ばれ、プラズマの軸方向の加速に直接寄与する．また、軸方向電流 j_z と自己誘起磁場 B_θ の相互作用で、径方向の電磁力 (ピンチ力) が生じる．この力は、ポンピング力と呼ばれ、陰極先端の圧力を高め、その反力で軸方向加速に寄与すると考えられる．

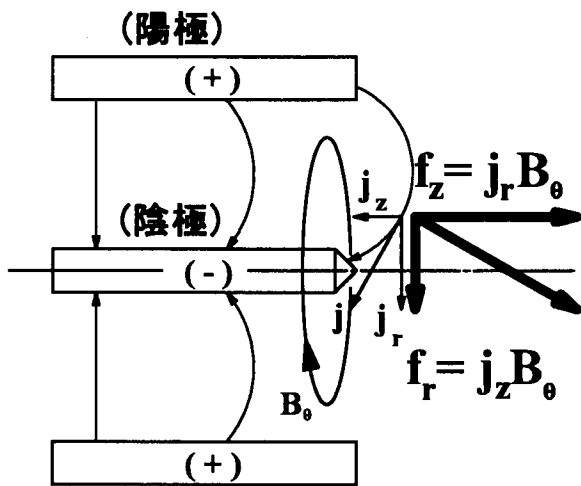


図 3-3: 自己誘起磁場による軸方向加速機構

(ii) 外部磁場印加による周方向加速

本研究のように外部磁場が印加された場合には、MPDA により生成されたプラズマへの加速機構は、より複雑なものとなる．外部磁場 B_z を印加すると、 j_r と B_z の相互作用で方位角方向の回転力 F_θ が発生し (図 3-4), プラズマ流は周方向に加速され、回転流 (スワール流) となる．

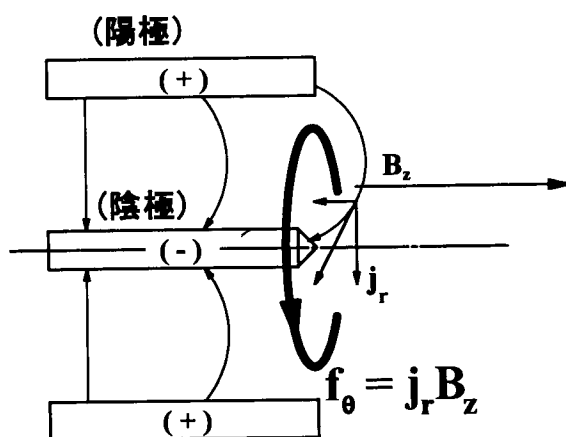


図 3-4: 外部磁場印加による周方向加速

(iii) スワール加速

外部磁場印加によって生じた回転流が、発散型磁気ノズルや固体の拡がりノズルに入射した場合、角運動量およびエネルギー保存則にしたがって、回転エネルギーが並進運動のエネルギーに変換され、プラズマの軸方向への加速力となる (図 3-5)。これをスワール加速という。

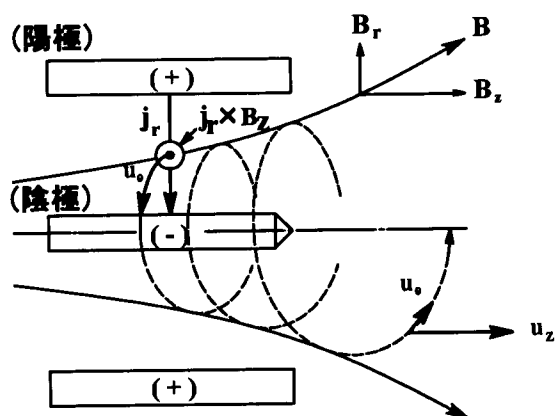


図 3-5: スワール加速の概念図

(iv) ホール加速

MPD アークジェットの作動領域が、電子のホールパラメータが 1 より十分大きく (十分磁化されている)、電子のラーマ半径が電極間隔より小さい場合で、イオンのラーマ半径が電極間隔

より大きい場合、電子のみが $E \times B$ ドリフトをすることで、方位角方向の電流 (ホール電流) j_θ が発生する (図 3-6)。このときノズル状の外部磁場が印加されていると、この j_θ と発散型磁場中の B_r の相互作用で軸方向の電磁力が発生しプラズマが軸方向に加速される。これをホール加速という。

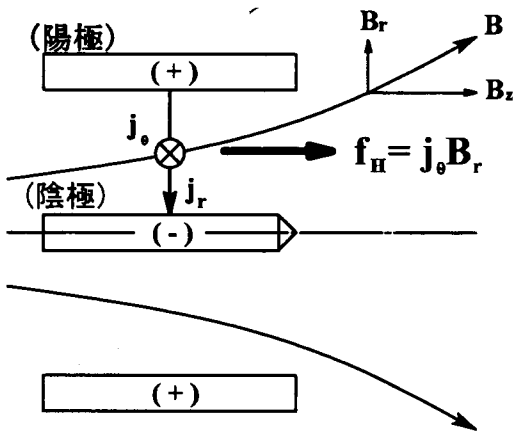


図 3-6: ホール加速の概念図

3.3 給電系 -Pulse Forming Network-

HITOP 装置では、MPD アークジェットの準定常放電のために、図 3-7 に示すような 5 段の L-C 梯子回路 (Pulse Forming Network ; PFN) を用いて準定常電流を得ている。PFN の特性インピーダンスを Z_0 、出力パルス幅 τ 、放電電流 I_d は以下のように関係づけられる。

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \tag{3-1}$$

$$\tau = 2n\sqrt{LC} \tag{3-2}$$

$$I_d = \frac{V_c}{2Z_0} \tag{3-3}$$

ここで、 L はコイル 1 個あたりのインダクタンス、 C はコンデンサ 1 個あたりの容量、 n は梯子段の段数であり、 V_c は充電電圧である。HITOP 装置の PFN は、コンデンサの総容量が $5000\mu\text{F}$ 、コイルの総インダクタンスが $75\mu\text{H}$ であることから、回路の特性インピーダンスは $120\text{m}\Omega$ となる。プラズマ生成時の MPD の放電特性から、MPD のインピーダンスは約 $25\text{m}\Omega$ となり、これと整合をとるため $105\text{m}\Omega$ の整合抵抗が直列に挿入されている。放電時の直列インピーダンス

は、この整合抵抗に比べて小さいため、負荷抵抗の変化はほとんど生じず、定電流電源として動作する。

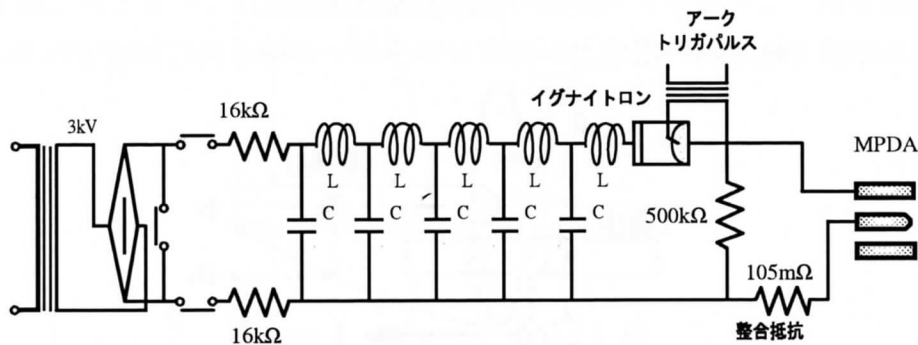


図 3-7: PFN パルス整形回路

3.4 磁気ノズル形成用コイル

3.4.1 局所磁場コイルと MPD 内蔵コイル

磁気ラバーノズルを形成するために真空容器内部に局所磁場コイルを設置した。本研究で使用した各コイルの巻数、内直径、外直径、巻線幅を表 3-1 に示す。真空容器内部に設置した二つの局所磁場コイル (No.1,2) を図 3-8、図 3-9 に示す。また電極付近に強磁場を生成するために図 3-10 に示す局所磁場コイル (No.3) を MPD 内部に組み込んで設置した。各コイルの仕様、設置位置、通電電流を変更することにより、様々な形状の磁気ノズルを形成することができる。

真空容器内部に設置するコイル巻枠の内径が 14.8cm および 15.9cm であり、プラズマ径がこれまでの測定結果より 5cm 以下であることからコイル設置によるプラズマ流への影響は小さいと考えられる。コイルはステンレス製の円盤で固定されており、またこの円盤にスリットを入れることにより渦電流の発生に伴う磁場生成の時間遅れを防いでいる。

	No.1	No.2	No.3
巻数	8turn	4turn	230turn
内直径	200mm	240mm	64mm
外直径	220mm	260mm	94mm
巻線幅	21mm	20mm	20mm

表 3-1: 各コイルの仕様

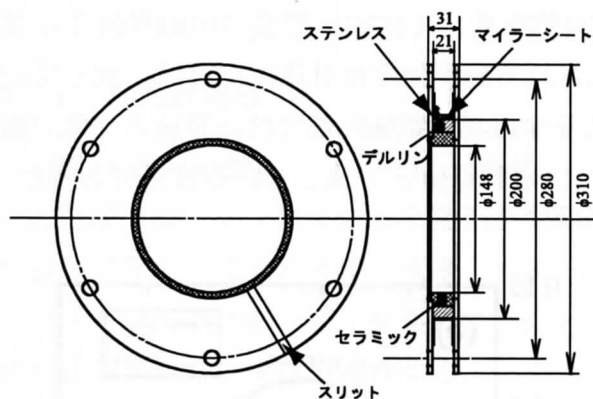


図 3-8: 局所磁場コイル No.1 (真空容器内設置)

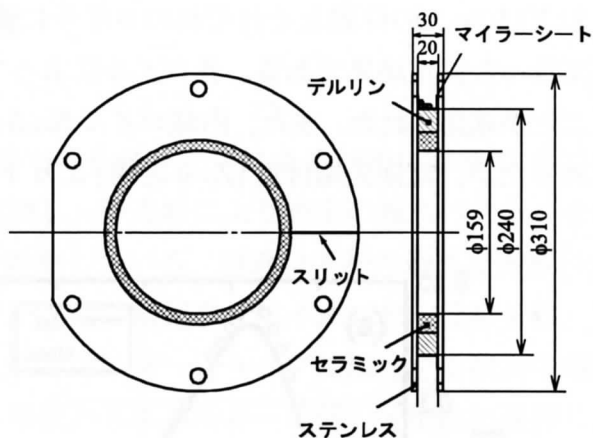


図 3-9: 局所磁場コイル No.2 (真空容器内設置)

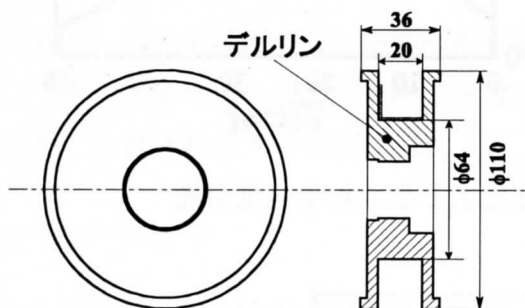


図 3-10: 局所磁場コイル No.3 (MPD 内部設置)

3.4.2 コイル生成磁場強度分布

局所磁場コイル No.1 および No.2 への通電は PFN 電源を用いた。また、MPD 内蔵コイルへの通電はコンデンサー放電によるパルス放電を利用した。この巻棒内側円盤にはスリットを入れており渦電流の発生に伴う磁場生成の時間遅れを防いでいる。特に、電極付近に設置した局所磁場コイルによりパルス磁場を生成した場合には、陽極と陽極ホルダーに流れる渦電流の影響で MPD 中心部に生成される磁場強度は減少してしまう。そこで、コイルに流す電流のパルス幅を長くすることでこの影響を小さくし電極付近での磁場生成を行った。

大気中においてコイル No.1,2 および 3 (内蔵コイル) により生成された磁場強度分布を磁気プローブを用いて測定した。測定には NS 値が $1.36 \times 10^{-4} [\text{turn} \cdot \text{m}^2]$ の磁気プローブを用いた。表 3-1 に示されたコイルの仕様から計算により求めた磁場強度分布と磁気プローブによって得られた測定値を比較した結果を図 3-11 および図 3-12 に示す。図 3-11 は局所磁場コイル No.1

および No.2 の位置とそれぞれのコイルに流す電流値を変えて生成した 2 つの磁場分布に対して行った測定結果である。各コイルによって生成される磁場強度は計算値にほぼ一致していることが確認された。また、内蔵コイル No.3 による発生磁場は電極内部では計算値より低い値であったが、電極先端付近 ($Z=0$ 近傍) より下流ではほぼ計算値と一致している結果であった。

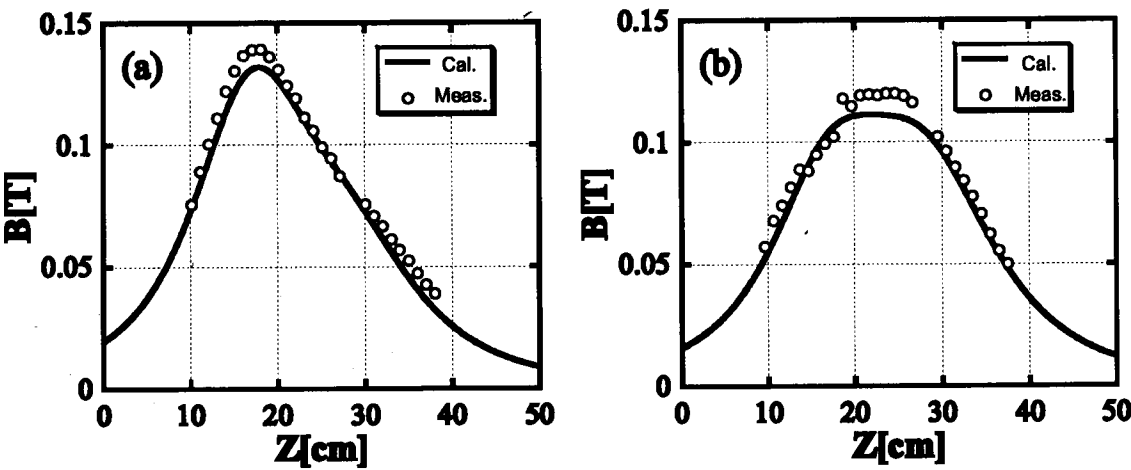


図 3-11: 局所磁場コイル No.1 および 2 による生成磁場強度分布

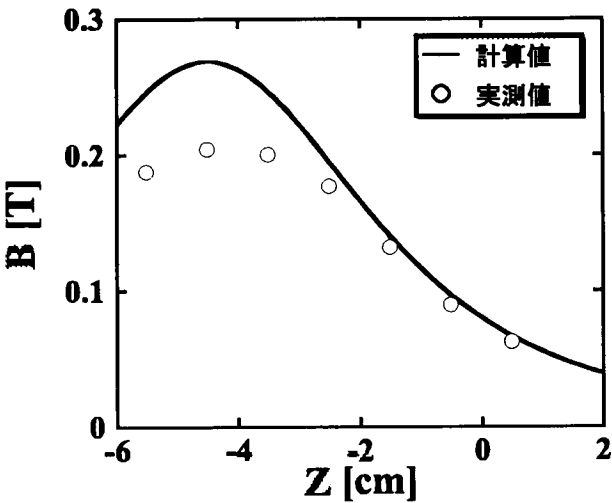


図 3-12: 局所磁場コイル No. 3 による生成磁場強度分布

3.5 HITOP 装置における各種計測装置

3.5.1 分光計測系

MPDA 出口近傍のプラズマは、高温、高ベータでありプローブによる計測は容易ではない。この領域では、プラズマからの発光を受動的に計測し、分光器により特定の線スペクトルを取り出しプラズマ流中のイオン流速、イオン温度を計測している。原理は下記の通りである [15]。

プラズマ流中において、衝突により高エネルギー準位に励起されたイオンや中性粒子は、安定な低エネルギー準位に遷移する。このとき、そのエネルギーギャップに相当する波長の電磁波が放出される。今、イオンが励起状態である p 準位からエネルギーの低い q 準位に遷移したとすると、

$$h\nu_0 = E_p - E_q \quad (3-4)$$

で表されるエネルギー $h\nu_0$ を持った光を放出する。ここで E_p , E_q はそれぞれ基底準位を基準とした時のエネルギー準位であり、 h はプランク定数、 ν_0 は放射される光の振動数である。このとき、放射される光の波長 λ_0 は、

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0} \quad (3-5)$$

となる。ここで c は光速である。このように放射光の波長 λ_0 は電子のエネルギー準位によって決まった値となる。

この光は、発光している粒子が静止している場合には波長 λ_0 の光として観測されるが、粒子が速度 U で観測者に向かって運動している場合、ドップラー効果により、波長 λ_m は次のように観測される。

$$\lambda_m = \lambda_0 \times \left(1 - \frac{U}{c}\right) \quad (3-6)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \Delta\lambda &\equiv \lambda_0 - \lambda_m \\ &= \lambda_0 \frac{U}{c} \end{aligned} \quad (3-7)$$

とすると、

$$U = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \quad (3-8)$$

より、流速 U を求めることができる。

3.5.2 ドップラー拡がりによる温度の測定

熱平衡状態にあるプラズマ中の粒子の速度分布が Maxwell 分布に従うとするとその速度分布は次式で表される

$$f(v) = f(0) \exp \left(-\frac{mv^2}{2k_B T} \right) \quad (3-9)$$

ここで、 k_B はボルツマン定数、 T は粒子温度である。従って、このような速度分布を持つ粒子群から放射される光のスペクトル分布は線スペクトルとはならず、拡がりを持ったスペクトルとなる（ドップラー拡がり）。式 (3-6) の粒子速度 v を式 (3-5) を用いて波長に換算すると、

$$I(\lambda) = I_0 \exp \left(-\frac{m}{2k_B T} \frac{c^2}{\lambda_0^2} (\lambda - \lambda_0)^2 \right) \quad (3-10)$$

となる。つまり観測されるスペクトルは、波長 λ_0 の線スペクトルに対して $1/e$ 値半幅 $\Delta\lambda_{1/e}$ だけ拡がったスペクトルとなる。ここで、 $1/e$ 値半幅 $\Delta\lambda_{1/e}$ は

$$\Delta\lambda_{1/e}^2 = \frac{2k_B T}{m} \frac{\lambda_0^2}{c^2} \quad (3-11)$$

である。プラズマが視線方向に向かって速さ U で運動していると考え、観測点から見たプラズマ中の粒子速度分布は、

$$f(v) = f(0) \exp \left(-\frac{m}{2k_B T} (v - U)^2 \right) \quad (3-12)$$

と表される。従って、速さ U に対するドップラーシフト量として λ_U をとると、式 (3-5) と同様に、

$$\lambda_0 - \lambda_U = \lambda_0 \frac{U}{c}$$

であり、このとき観測されるスペクトルは

$$I(\lambda) = I_0 \exp \left(-\frac{m}{2k_B T} \frac{c^2}{\lambda_0^2} (\lambda - (\lambda_0 - \lambda_U))^2 \right) \quad (3-13)$$

となる。つまり静止したプラズマから発せられる光の波長分布に比べ λ_U だけ短波長側にシフトしたスペクトルとなる。

式 (3-8) より発光スペクトルに対応する粒子の温度 T は

$$T = \frac{m}{2k_B} \frac{c^2}{\lambda_0^2} \Delta\lambda_{1/e}^2 \quad (3-14)$$

と求められる。

また、分光器により波長分解されたスペクトルは、分光器へ入射する際のスリット幅に起因する広がりを含んでいる。今、プラズマからのスペクトル $G(x)$ と分光器の装置幅 $H(x)$ をガウス分布と仮定すると、

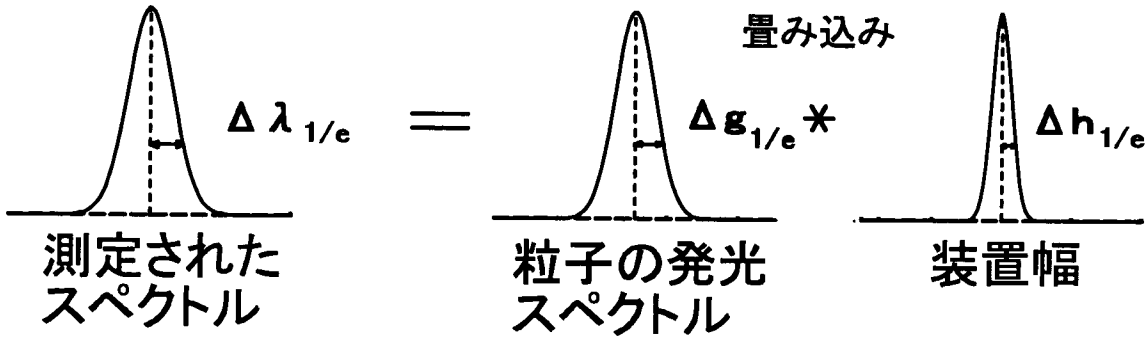
$$G(x) \propto \exp \left[-a(x-b)^2 \right] \quad (3-15)$$

$$H(x) \propto \exp \left[-kx^2 \right] \quad (3-16)$$

このとき観測されるスペクトルはこの2つの関数の畳み込み (convolution) となる。

$$\begin{aligned} I(\lambda) &\propto I_0 G(x) * H(x) \\ &= I_0 \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-a(\tau-b)^2 \right] \exp \left[-k(x-\tau)^2 \right] d\tau \\ &= I_0 \sqrt{\frac{\pi}{a+k}} \exp \left[-\frac{ak}{a+k} (x-b)^2 \right] \end{aligned} \quad (3-17)$$

このように測定されるスペクトルは実際のドップラー広がりによる効果以上に $1/e$ 値半幅が大きくなるため (図 3-13)，この装置幅の評価を行う必要がある。



$$\Delta \lambda_{1/e}^2 = \Delta g_{1/e}^2 + \Delta h_{1/e}^2$$

図 3-13: 装置幅と実際に観測されるスペクトル

式 (3-16) より分光器の $1/e$ 値半幅は $\Delta h_{1/e}^2 = \frac{1}{k}$ ，プラズマのスペクトルの $1/e$ 値半幅は $\Delta g_{1/e}^2 = \frac{1}{a}$ ，また式 (3-17) より，測定されるスペクトルの $1/e$ 値半幅は $\Delta \lambda_{1/e}^2 = \frac{a+k}{ak}$ となる。それぞれの $1/e$ 値半幅の関係は、

$$\Delta g_{1/e}^2 = \Delta \lambda_{1/e}^2 - \Delta h_{1/e}^2 \quad (3-18)$$

となる．式 (3-14) より粒子温度は $1/e$ 値半幅の二乗に比例するので，

$$T_{\text{(粒子温度)}} = T_{\text{(測定器)}} - T_{\text{(分光器)}} \tag{3-19}$$

となる．装置幅は分光器の入射スリット幅により変化し，データ処理の段階で取り除いている．

3.6 分光測定システム

3.6.1 光学系

本研究ではテレビカメラ用のレンズを用いて，プラズマからの放射光を集光した．使用した集光レンズの視線方向の視野角は 0.14° であり，プラズマ中心においておよそ 2.6mm の範囲での放射光を集光している．レンズで集光した放射光は光ファイバーに入射する．光ファイバーはコア部の直径 0.2mm の石英ファイバーを使用している．光ファイバーから出た光は分光器の入口スリットを通過し，分光器内部に入射する．本研究室で使用した分光器は，焦点距離 1m のツェルニ・ターナー型可視領域分光器（日本分光 CT-100）であり，その構成図を図 3-14 に示す．

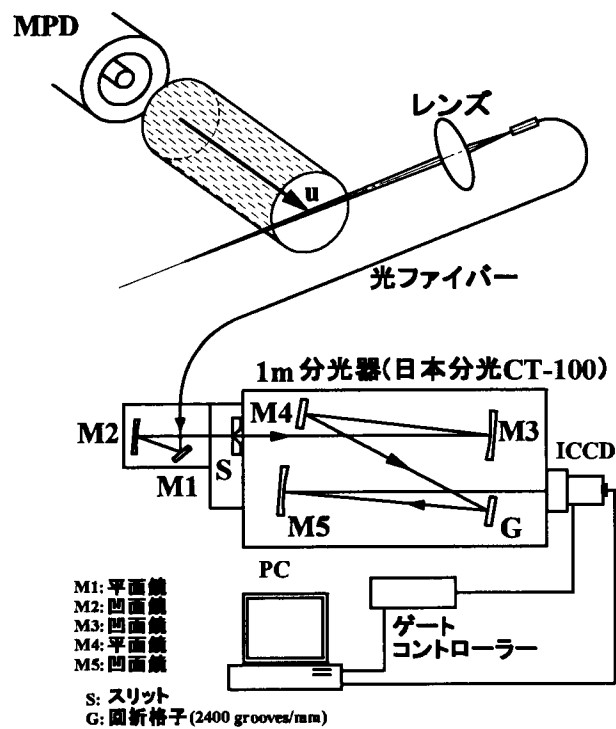


図 3-14: 分光測定システム

分光器の入口スリットを通過した光は図 3-14 中の鏡 (M1, M2, M3, M4) によって光路を曲げられ、平行光束となって回折格子に当たる。本研究で用いた回折格子は 2400grooves/mm のエシレット回折格子である。また、石英を用いた光学系であることもふまえて観測可能な波長領域は 180-850nm になっている。回折格子で分散された光は結像鏡で曲げられ出口スリットから出る。分光器の開口部には近接型イメージンシファイアを用いた 2 次元増幅装置が設置されており、分散されたスペクトルは ICCD (イメージンシファイア付き CCD) に結像される。

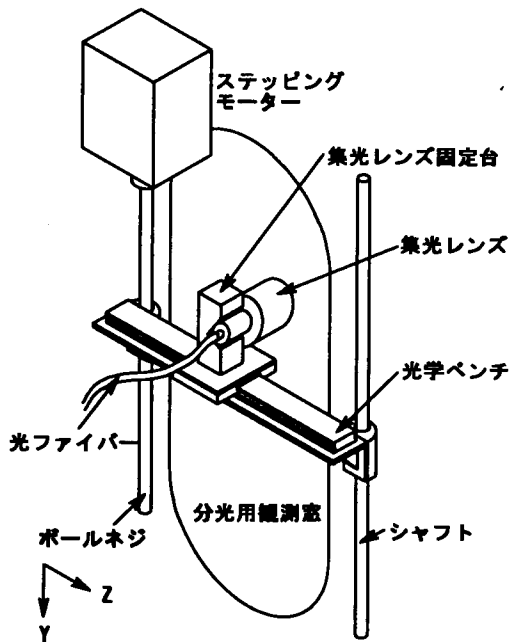


図 3-15: 集光レンズ駆動装置

MPDA 近傍における流速や温度測定を行うために、HITOP 装置の延長管部の観測窓には分光測定用の集光レンズ駆動装置 (図 3-15) が設置されている。ここに集光用レンズと光ファイバーを設置し、MPDA 出口近傍の軸方向流速、回転速度及び温度を計測することができる。この駆動装置はステッピングモータと光学ベンチを組み合わせたもので、ステッピングモータにより Y 方向へ、光学ベンチ上をスライドさせることにより Z 軸方向への移動が可能である。ここでステッピングモータのステップ角が 0.1° 、ボールネジのピッチが 4mm であるので、ステッピングモータへ 1 ステップだけ信号が入力された場合の移動距離は

$$\text{移動距離} = 4 \times \frac{0.1}{360} = 0.001[\text{mm}] \tag{3-20}$$

となり、Y 軸方向への移動は 0.001mm の精度で可能である。また、集光レンズ固定台を傾け

ることにより，レンズをプラズマ流の流線に対して異なる角度に設置でき，流速測定が可能となる．本研究では主に He イオン ($\lambda=468.575\text{nm}$)，He 中性粒子 ($\lambda=587.562\text{nm}$) の温度，軸方向および回転流速を計測した．

3.6.2 イオン温度測定および回転速度測定

プラズマの温度の計測はプラズマからの発光スペクトルを観測し，得られたスペクトルにガウシアンフィッティングを行う．そして得られたスペクトルの $1/e$ 値半幅 $\Delta\lambda_{1/e}$ から式 (3-14) に従って粒子温度を算出した．

プラズマの回転測定は図 3-16 のように，カメラレンズを Y 方向に掃引し，X 方向からプラズマ流の発光スペクトルを観測することによって行われた．具体的な観測方法は以下の通りである．

集光用のカメラレンズを Y 軸方向に動かして，様々な Y 軸方向の位置からプラズマの発光スペクトルを観測する．観測されたスペクトルに対して，それぞれガウシアンフィッティングを行い，スペクトルのピーク位置，広がり，発光強度を算出した．各測定位置でのスペクトルのピークの波長から，その位置でのプラズマの視線方向の流速，すなわち流速の回転方向成分が求められる．この分布から回転速度の中心を求め，それをプラズマの中心とし，極大値と極小値との差を算出し，その $1/2$ を流速の回転成分とした．

実際に観測された MPD 出口近傍部における発光強度，回転速度，イオン温度の径方向分布を図 3-17 に示す．

観測されたプラズマの分布から，発光強度分布は中心付近をピークとするガウシアン分布である．回転速度はプラズマの最も外側の領域を除き，プラズマの中心付近で直線的に変化している．従って回転速度の分布にシアが無く，プラズマは剛体回転していることが分かる．剛体回転している範囲より角速度 ω を算出する．また，イオン温度はアノード電極（直径 3cm）の内部でほぼ一様であることがわかる．

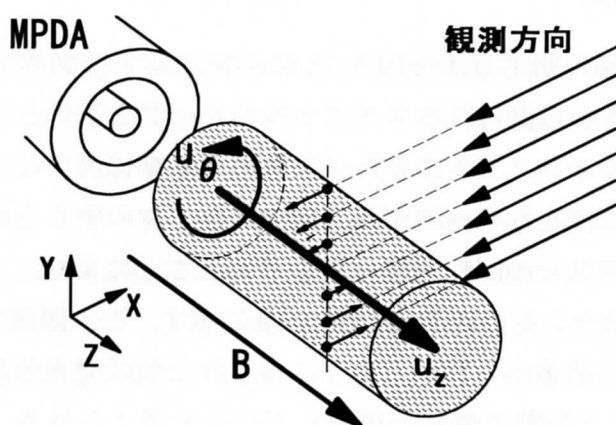


図 3-16: プラズマ回転の測定

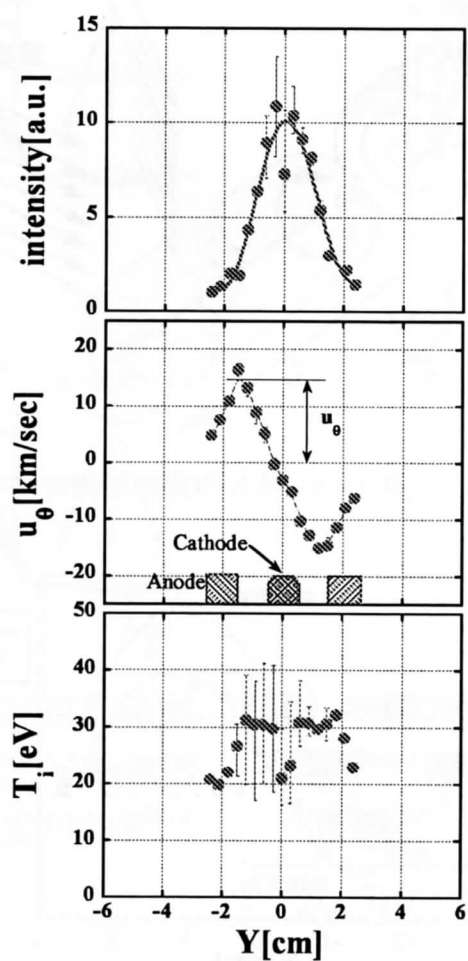


図 3-17: プラズマ回転の測定例

3.6.3 軸方向流速の測定

プラズマの軸方向流速の測定方法を図 3-18 に示す．まずプラズマの流れに対して垂直に視点方向を向け，この測定から得られるスペクトルのピークを基準とする．次に，流れに対して斜め方向を向けた場合のスペクトルのピークを求め，基準に対するシフト量から軸方向流速を求める．しかし，実際にはそれぞれの視線方向でプラズマの中心を観測することが困難であるため，各視線方向でプラズマの回転速度分布を求めることにより，プラズマの中心でのスペクトルのピーク位置を求めた．その観測例を図 3-19 に示す．この観測で測定されるのは視線方向の積分値となるが，測定結果からわかるように得られた値は発光強度の一番強い場所すなわち HITOP 中心軸と交わる Z 位置の情報を代表していると考えられる．本研究ではこのようにして得られたデータを各 Z 位置での流速及び温度として与えている．

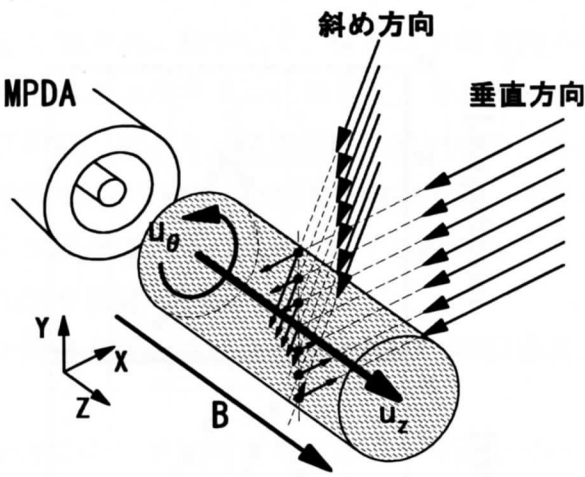


図 3-18: 軸方向流速観測方法

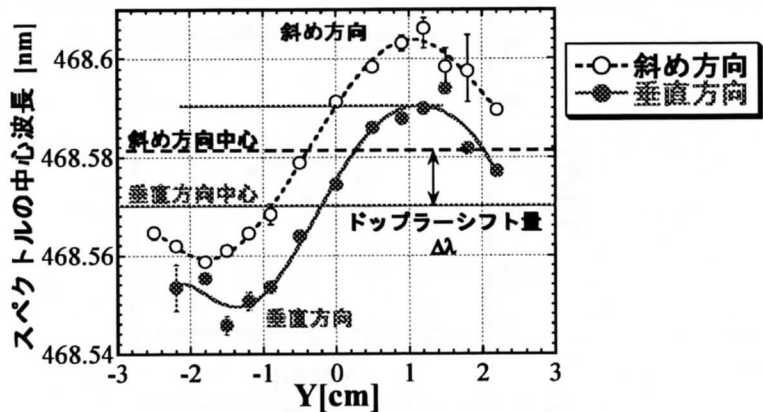


図 3-19: 軸方向流速測定例

3.6.4 測定位置

プラズマの流速の軸方向成分、回転成分および粒子温度の測定可能範囲を図 3.6.4 に示す。MPDA を取り付けるフランジを 3 種類を使用することで広範囲にわたる測定が可能となっている。上流側の観測ポートからの流速測定は視線角度 θ を 10° 、 15° 、 20° および 30° に傾けて行う。また真空容器内に平面ミラー (50mm×125mm×3.1mm) を 2 枚設置し、より詳細な分布測定を可能とした。傾きおよび測定位置は真空容器内部に点光源を設置し、そこからの光を観測することによって同定がなされた。また下流側の観測ポートからは $-20^\circ \sim 20^\circ$ の範囲で任意の角度に傾けての測定が可能である。

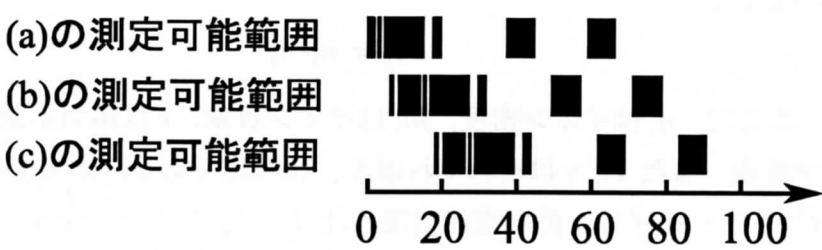
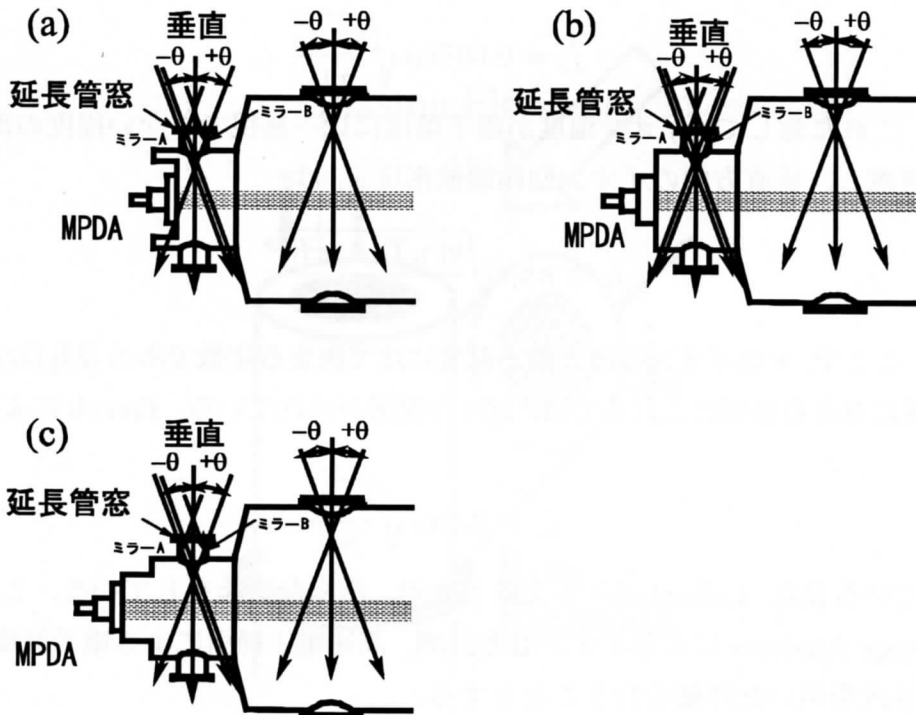


図 3-20: 測定可能範囲

3.7 マッハプローブによる流れの空間構造測定

HITOP 装置下流域では発光強度が弱く、分光計測は困難である。そこで、本実験では図 3-21 に示すマッハプローブを用いて、流れの空間分布構造を計測した。本実験で用いたマッハプローブは、プラズマ流に対して捕集面の法線が垂直方向のプローブ、平行方向のプローブとリング状電極からなる。2つのプローブは、表面積の大きなリング電極に対し -40V の電圧を印加することにより、イオン飽和電流密度を計測する。すなわち、非対称複探針計測である。この場合、捕集面の外径 ($\phi=0.9$ mm) に比べイオンラーマー半径は大きいので、磁場の影響は無視できる。電子温度に対してイオン温度が無視できるようなプラズマの場合、垂直方向のイオン飽和電流密度 j_{\perp} は、

$$j_{\perp} = 0.607 n_i e \sqrt{\frac{k \gamma_e T_e}{m_i}} \quad (3-21)$$

で表される。これに対して、イオン温度が電子温度に比べ無視できない程度の温度である場合、その影響を考慮し、垂直方向のイオン飽和電流密度 j_{\perp} は、

$$j_{\perp} = \kappa n_i e \sqrt{\frac{k(\gamma_e T_e + \gamma_i T_i)}{m_i}} \quad (3-22)$$

と表される。ここで、 κ はイオン温度と電子温度に比で決まる定数である [22],[23]。イオン温度のプローブ電流に与える影響はこれまでに、様々な提案がされている。French によると、 $T_i/T_e > 2$ では、

$$j_{\perp} = 0.4 n_i e \sqrt{\frac{k \gamma_i T_i}{m_i}} \quad (3-23)$$

と与えられている [24]。Lafranboise も文献 [25] で、厳密な議論をしている。ここでは、後述の Gridded Energy Analyzer によるイオン温度計測、高速電圧掃引による電子温度計測から、 κ を決定し (3-22) 式を用いた評価を行うこととする。

他方、イオンマッハ数が 1 を超える (i.e. $M_i > 1$) 超音速領域では、平行方向のイオン飽和電流密度 j_{\parallel} が近似的に、

$$j_{\parallel} = n_i e u_z \quad (3-24)$$

と表される。ここで、 n_i はイオン密度、 m_i はイオン質量、 e は電気素量、 k はボルツマン定数、 u_z はプラズマ流速、また T, γ はそれぞれ温度、比熱比であり、添え字の i, e はそれぞれ、イオン、電子を表す。2つのイオン飽和電流密度の比 $j_{\parallel} / j_{\perp}$ とイオンマッハ数の関係はこれまでにさまざまな議論がなされてきている。ここでは、以下の表記を用いることとする。 $M_i > 1$ では、

$$\frac{j_{\parallel}}{j_{\perp}} = \frac{u_z}{\kappa \sqrt{\frac{k(\gamma_e T_e + \gamma_i T_i)}{m_i}}} = \frac{M_i}{\kappa} \quad (3-25)$$

$M_i < 1$ では,

$$\frac{j_{\parallel}}{j_{\perp}} = \exp(\alpha M_i^{\beta}) \tag{3-26}$$

と表される. ただし, $\alpha = -\ln \kappa$, $\beta = -1/\ln \kappa$ である.

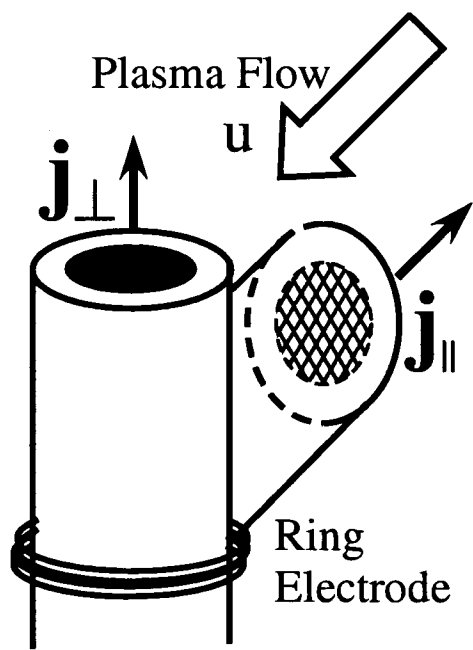


図 3-21: マッハプローブ概略図

3.8 磁気プローブによる磁場、電流の空間分布測定

MPDA プラズマの主加速力は $j \times B$ 力である。従って、プラズマ流中の磁場、電流分布は MPD プラズマの電磁加速機構を明らかにする上で極めて重要である。ここでは、本実験で用いた磁気プローブについて述べる。

磁気プローブは、適当な回数だけ多層巻きにした小型サーチコイルと積分回路からなる。断面積 S 、巻数 N のコイルの両端の電圧は、ファラデイの電磁誘導の法則、ストークスの定理から、

$$V_{\text{out}} = -NS \frac{\partial B}{\partial t} \quad (3-27)$$

となる。このサーチコイルと適当な時定数の積分回路を組み合わせることにより、プラズマ流中の磁場分布が明らかになる。プラズマ電流は磁場分布から計算される。

MPDA 近傍の磁場分布計測のための可動式磁気プローブアレイの概略図を図 3-22 に示す。1 つのプローブは互いに垂直に巻いた 3 つのコイルからなり、 r, θ, Z それぞれの方向の磁場変動を計測する。これを径方向に 5 mm 間隔で並べることにより、1 ショットでプラズマ流の 2 次元断面内の磁場変動が計測可能となり、また軸方向に掃引することで、プラズマの流れと磁場の相互作用の空間構造を調べることができる。また、下流域では前述の 1 本のプローブにマッハプローブと磁気プローブ (以後、ハイブリッドプローブと称する。) を併せて搭載し、2 次元駆動機構に設置することで、磁場と流れの空間構造を計測した。ハイブリッドプローブには積層チップインダクタ (太陽誘電製) をサーチコイルとして採用した。このチップインダクタは寸法が $2 \text{ mm} \times 1.25 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ であり、インダクタンス L は 470 nH である。図 3-23 にその概略図を示す。ところで、磁気プローブの感度 $s(= NS)$ は、大気中でヘルムホルツコイルを用いて校正しており、積層チップインダクタは $NS = (2 - 2.5) \times 10^{-5} \text{ turn} \cdot \text{m}^2$ 、磁気プローブアレイは $NS = (3 - 4) \times 10^{-5} \text{ turn} \cdot \text{m}^2$ である。

なお、マッハプローブ信号は電流・電圧変換回路、磁気プローブ信号は差動増幅回路、積分回路を介して、CAMAC (Computer Automated Measurement and Control) に取り込むことでデータ収集を行い、CAMAC において 1M sample/s で A/D 変換されたデータはパーソナルコンピュータに保存される。

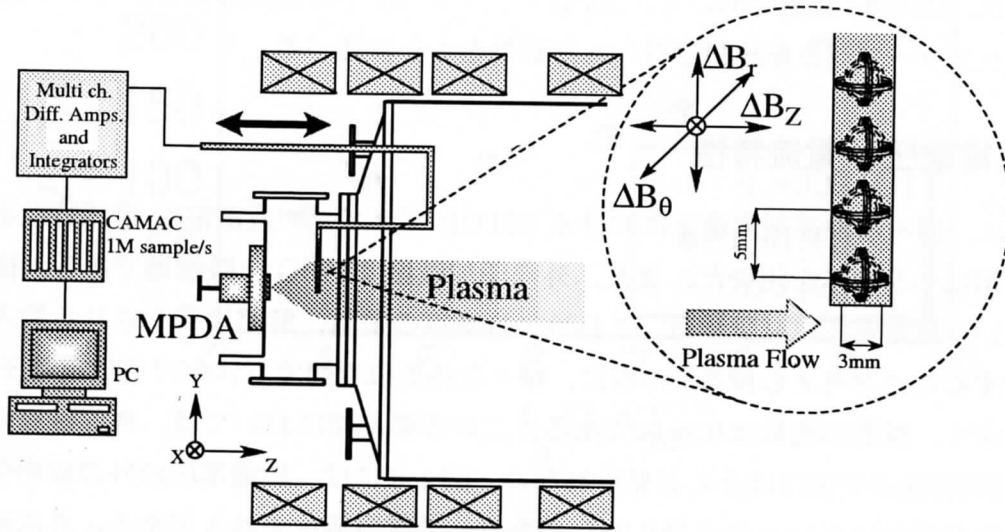


図 3-22: 可動式磁気プローブアレイの概略図

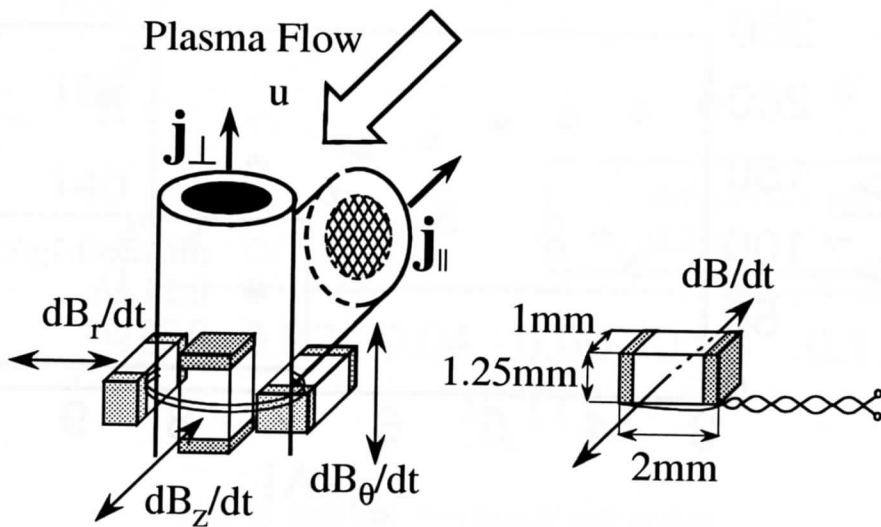


図 3-23: 静電プローブ搭載型磁気プローブ (ハイブリッドプローブ) の概略図

第 4 章 HITOP プラズマの基礎特性

本章では、HITOP 装置において、MPD アークジェットで生成されたプラズマ流の基礎特性を、マッハプローブ、分光計測で得られた結果をもとに述べる。

4.1 放電電圧 - 電流特性

図 4-1 に、様々な推進剤流量下における HITOP プラズマの放電電圧-電流特性を示す。ここで、推進剤はヘリウムを用いた。また、外部印加磁場は 870G 一様磁場である。推進剤流量の増加に伴い、放電電圧は減少する。これは、推進剤の電離、解離に費やされる投入パワーの割合が増加するためと考えられる。つぎに、様々な外部磁場強度下における放電電圧-電流特性を図 4-2 に示す。推進剤流量は 0.2g/s である。この作動範囲においては、外部磁場強度による放電電圧-電流特性の変化はほとんど見られない。図 4-3 には、放電電圧の外部磁場強度依存性を示す。推進剤流量は 0.1g/s および 0.2g/s であり、放電電流は 7.2kA である。外部磁場強度の増加に伴い、放電電圧は推進剤流量によらず、緩やかな増加傾向にある。これは、陽極流れ出た電流は、磁力線を横切り陰極に流れ込む経路が予想されることから、外部磁場強度の増加に伴い、磁力線を横切りにくくなり、等価的なインピーダンスの増加と見なすことができる。従って、定電流電源に対しインピーダンスの増加により放電電圧の増加が生じる。

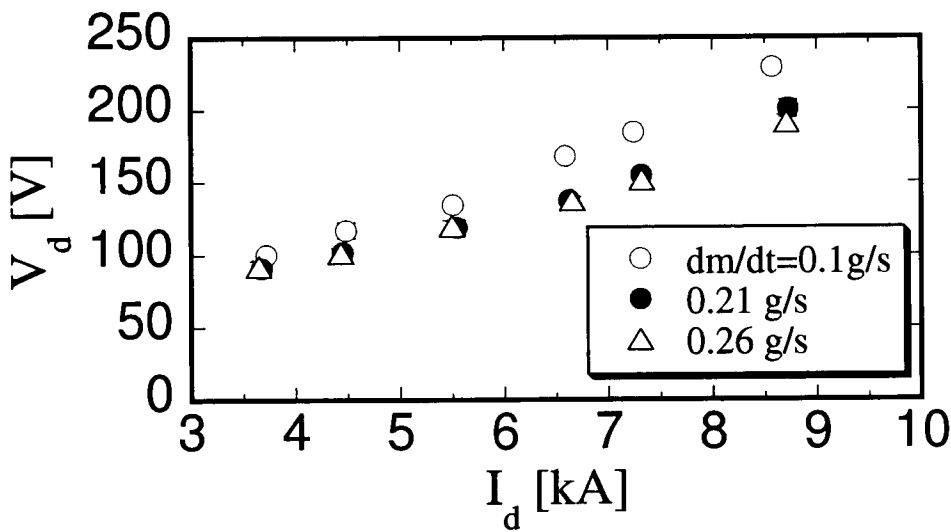


図 4-1: 様々な推進剤流量下における HITOP プラズマの放電電圧-電流特性

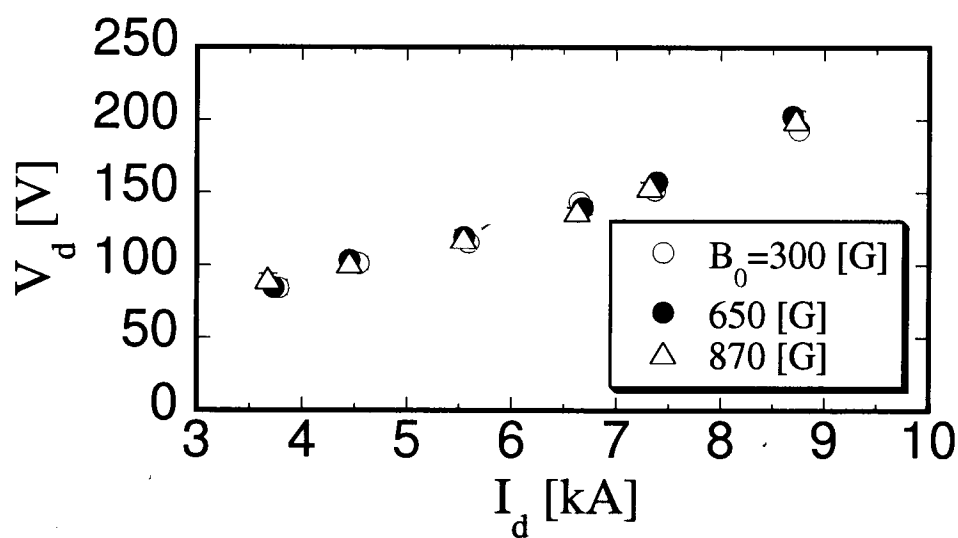


図 4-2: 様々な外部磁場強度下における HITOP プラズマの放電電圧-電流特性

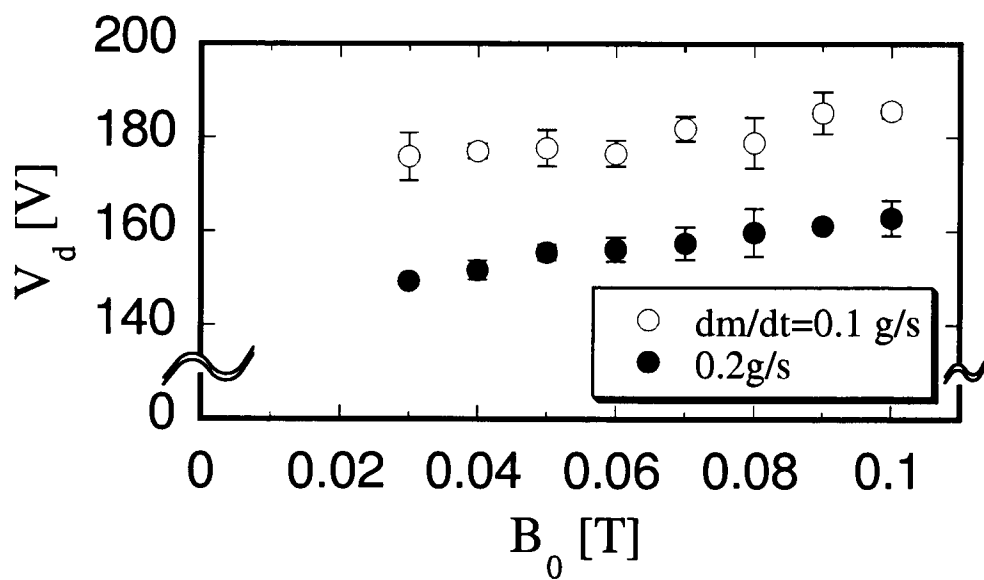


図 4-3: 放電電圧の外部磁場強度依存性

4.2 HITOP プラズマの電子およびイオンの温度、密度特性

図4-4に、第3章に述べた高速電圧掃引法を用いて計測した電子温度、密度の放電電流依存性を示す。計測条件は、外部磁場が870G 一様磁場、推進剤はヘリウムで流量が0.2g/s、計測位置がZ=116cmである。放電電流の増加に伴い、電子温度の上昇傾向が見られる。電子密度は放電電流に対してほぼ線形に増加した。

次に、図4-5および図4-6に分光計測により得られたイオン温度の放電電流依存性を示す。図4-5は推進剤流量が0.1g/s、図4-6は推進剤流量が0.2g/sであり、外部印加磁場はともに870G 一様磁場である。計測位置はともに、Z=1.4, 7.9, 14.9cmの3ヶ所である。推進剤流量が多い場合は、放電電流に対してイオン温度は緩やかではあるが、線形に増加する傾向にある。一方、推進剤流量が少ない場合は、放電電流が7kAを超えるとイオン温度が急激に上昇することがわかる。また、Z=15cm程度までは下流に進むほどイオン温度が高くなることわかる。

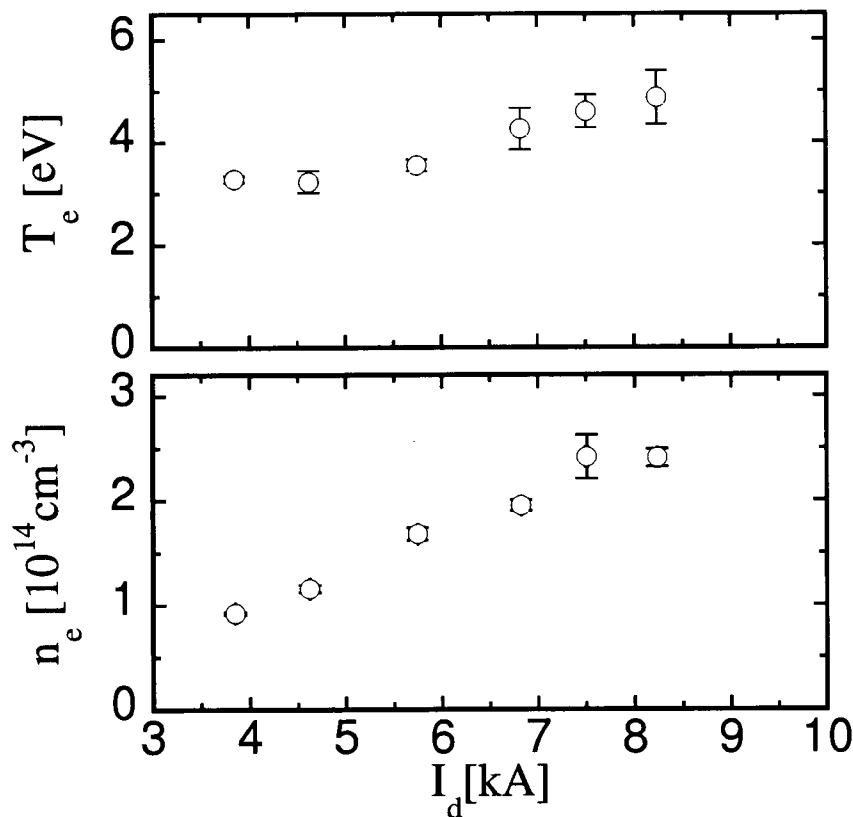


図 4-4: 電子温度、密度の放電電流依存性

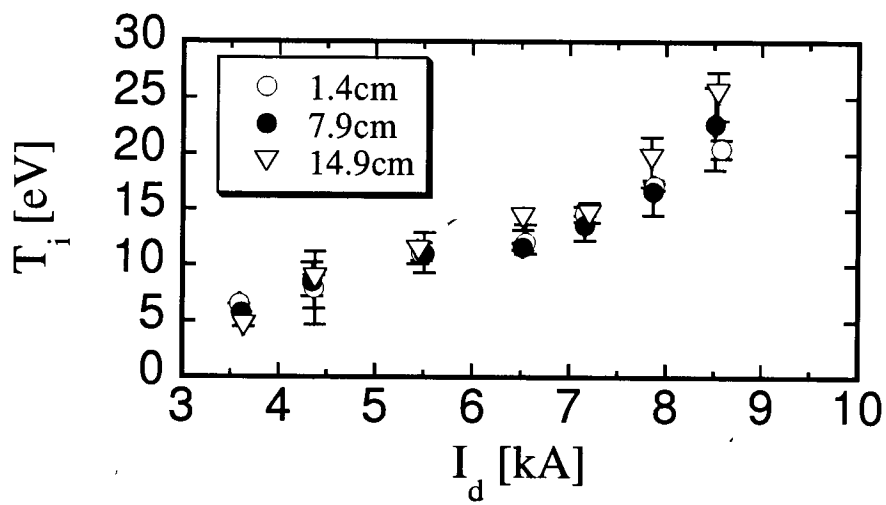


図 4-5: イオン温度の放電電流依存性 ($\dot{m}=0.1\text{g/s}$)

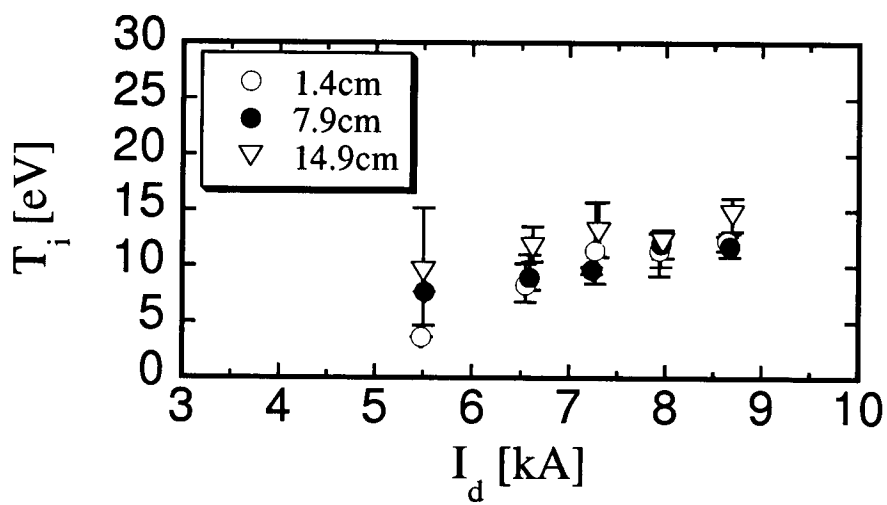


図 4-6: イオン温度の放電電流依存性 ($\dot{m}=0.2\text{g/s}$)

4.3 プラズマパラメータの外部磁場強度依存

MPD 推進機に外部磁場を印加することによる，その特性の変化を調べるため，主に分光計測，静電プローブによりプラズマパラメータの外部磁場強度 (B_0) 依存を計測した．図 4-7 に静電プローブを用いた計測から得られた電子温度，密度の外部磁場強度依存性を示す．電子温度は外部磁場強度に対してほぼ一様に分布したが，電子密度は外部磁場強度に比例して増加した．

図 4-8 に方位角方向の回転速度および軸方向流速の外部磁場強度依存性，図 4-9 にイオン温度およびイオンマッハ数の外部磁場強度依存性を示す．ただし，発光強度を十分に確保するため放電電流は 8.6kA，ガス流量は 0.06g/s である．回転速度は磁場強度にほぼ比例して増加し，逆に軸方向流速は減少する． $B_0=0 - 0.05$ T の範囲では，回転速度 (エネルギー) の増加分は軸方向流速 (エネルギー) の減少分に概ね一致する．また，イオン温度は外部磁場強度のほぼ比例して増加した．以上よりイオンマッハ数の外部磁場強度依存性をプロットしてみると，外部磁場を印加しない場合，イオンマッハ数は 1 を上回り，磁場強度の増加とともに減少する傾向にあることがわかった．以上より，外部磁場印加時には，投入パワーが新たに生じた方位角方向の回転運動に費やされていると考えられる．回転運動を行う MPD プラズマの力学平衡については 3.5 節で考察する．

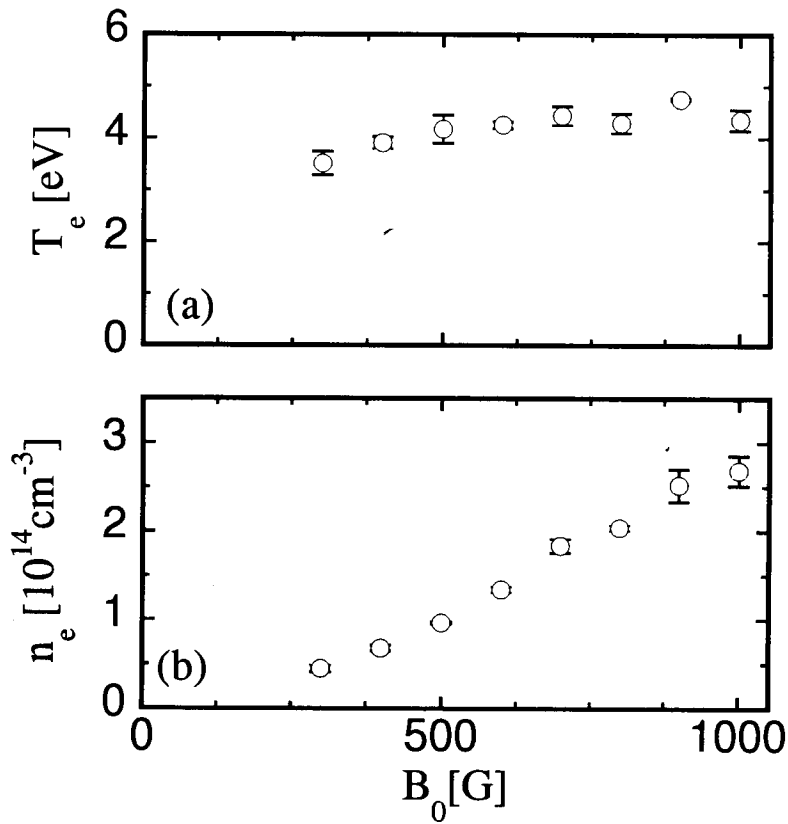


図 4-7: (a) 電子温度, (b) 密度の外部磁場強度依存性

4.4 プラズマパラメータの空間分布

MPD 推進機の加速機構の解明には、推進機出口近傍の荷電粒子の振る舞いを詳細に調べることは不可欠である。そこで、MPD 出口近傍の発光強度、回転速度および粒子温度の空間分布を計測した [15]。作動ガスはヘリウム、放電電流は 7.7kA、ガス流量は 0.06g/s、外部印加磁場は 1kG 一様磁場である。図 4-10 にヘリウム中性粒子の発光強度、回転速度および粒子温度の空間分布を、図 4-11 にはイオンのそれらの空間分布を示す。いずれも、分光計測により得られたものである。

イオンの発光強度は、中心軸上で最も大きく、下流に進むにつれ徐々に強度が減少している。他方、中性粒子は外部磁場に拘束されることなく、MPD 出口から、等方的に拡散している様子がわかる。

次に、イオンの方位角方向の回転速度は下流 $Z=20\text{cm}$ 程度までほぼ一様に分布した。中性粒子の回転は主にイオンとのクーロン衝突によるものと考えられる。中性粒子には電磁気力が作

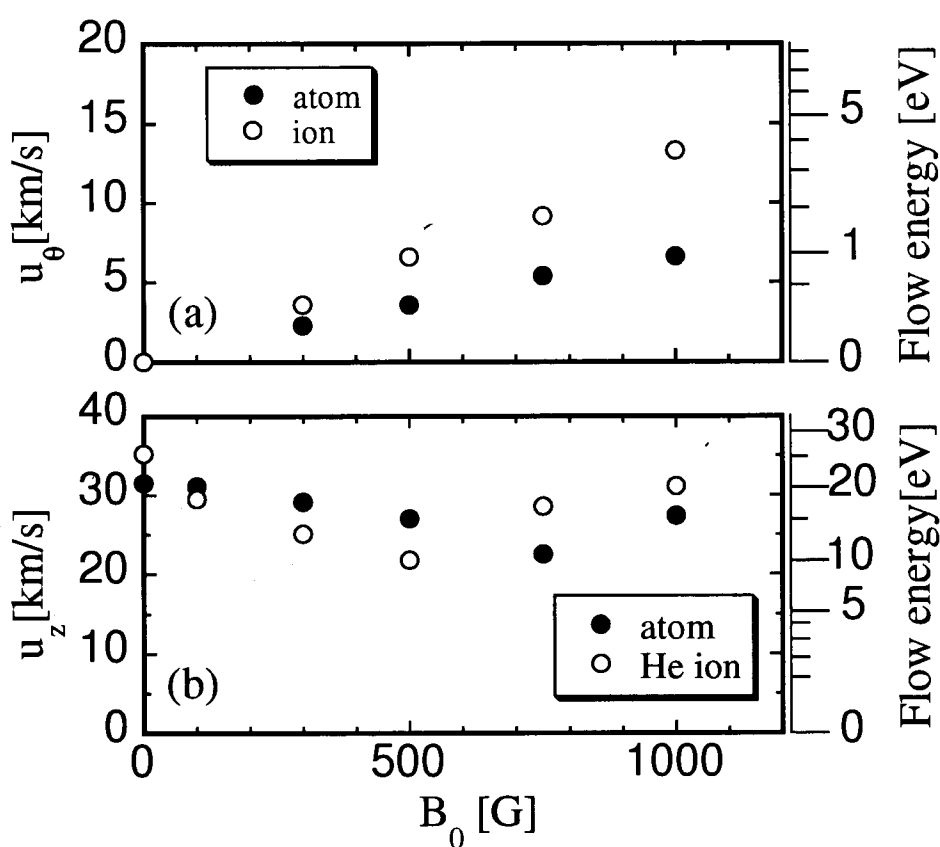


図 4-8: (a) 回転速度, (b) 軸方向流速の外部磁場強度依存

用せず, 等方的に拡散するため, 下流域のイオン-中性粒子の衝突頻度は減少する. このため, 下流に進むにつれ中性粒子の回転速度は減少する.

第1章に述べたイオン加熱現象が, 図4-11(c)にあらわれている. MPD 出口近傍ではイオン温度が 20eV であるが, 下流 $Z=5-15\text{cm}$ において, 温度上昇が見られる. 中性粒子の温度は下流に進むにつれ減少した. 衝突によりエネルギーを失いながら拡散しているものと考えられる.

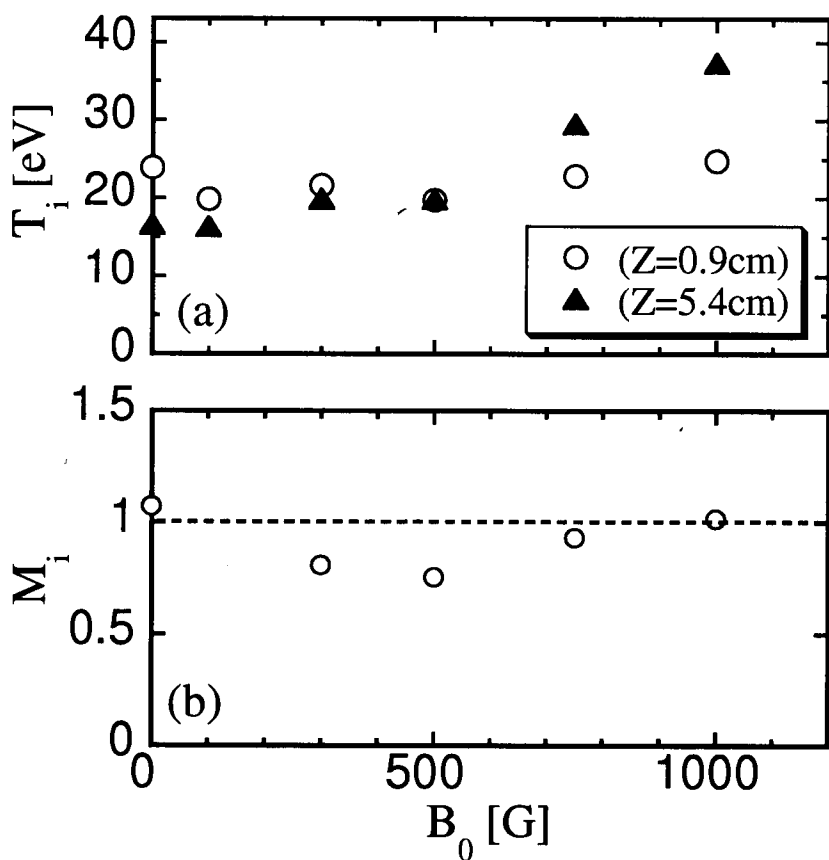


図 4-9: (a) イオン温度, (b) イオンマッハ数の外部磁場強度依存

次に, イオン温度の軸方向分布の放電電流およびガス流量依存性を示す. 図 4-12 はイオン温度の軸方向分布の放電電流依存, 図 4-13 はイオン温度の軸方向分布のガス流量依存である. 放電電流依存はガス流量 \dot{m} を 0.06g/s(一定), 外部印加磁場は 1kG 一様磁場とし, ガス流量依存は放電電流を 7.7kA(一定), 外部印加磁場は 1kG 一様磁場として計測した. 放電電流が 7kA を超えると下流 $Z=5-15$ cm においてイオン温度の上昇が見られるようになり, 下流域では上昇後の温度でほぼ一定する. このイオン温度上昇の原因の一つとして, イオン-中性粒子間の衝突が考えられるが, 図 4-4 から明らかなように, 中性粒子が少ないほど, すなわち衝突頻度が小さいほどイオン温度上昇が顕著であり, イオン温度上昇が, イオン-中性粒子間の衝突によるものではないと考えられる.

さらに, 図 4-14 に計測したイオン温度, 流速から評価したイオンマッハ数の放電電流依存を

示す。ただし、イオンマッハ数 M_i は、次式で表される。

$$M_i = \frac{u_z}{\sqrt{\frac{k(\gamma_e T_e + \gamma_i T_i)}{m_i}}} \quad (4-1)$$

ここで、回転速度は $Z=4\text{cm}$ 、軸方向流速は $Z=40\text{cm}$ で計測し、それらの合成流速と $Z=4\text{cm}$ で計測したイオン温度を用いて評価した。また、イオン、電子が熱平衡にあり、ともに等温変化していると仮定して、 $T_i = T_e$ 、 $\gamma_e = \gamma_i = 1$ と仮定している。軸方向流速は放電電流に対してほぼ線形に変化するが、放電電流が 7kA を超えるとイオン温度は放電電流のほぼ2乗に比例して変化する。このイオン温度の上昇のためイオンマッハ数は1以下に制限されていることがわかった。

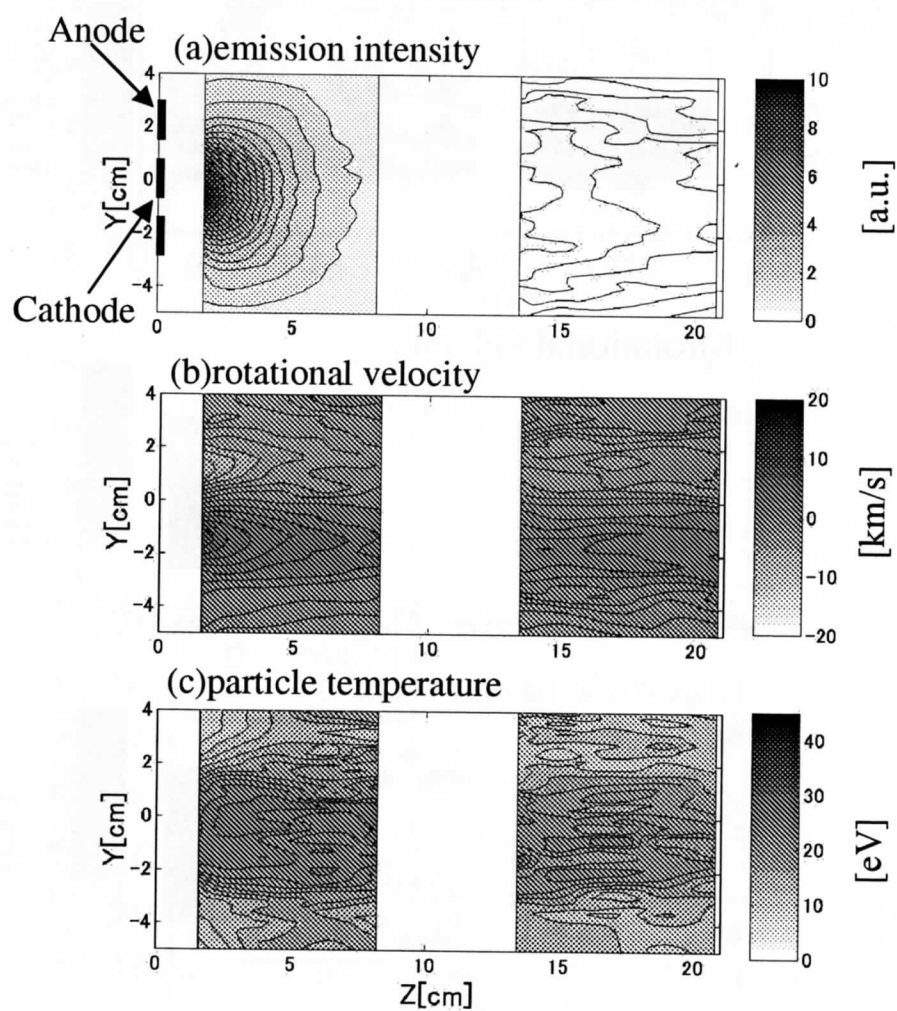


図 4-10: ヘリウム中性粒子の (a) 発光強度, (b) 回転速度および (c) 粒子温度の空間分布

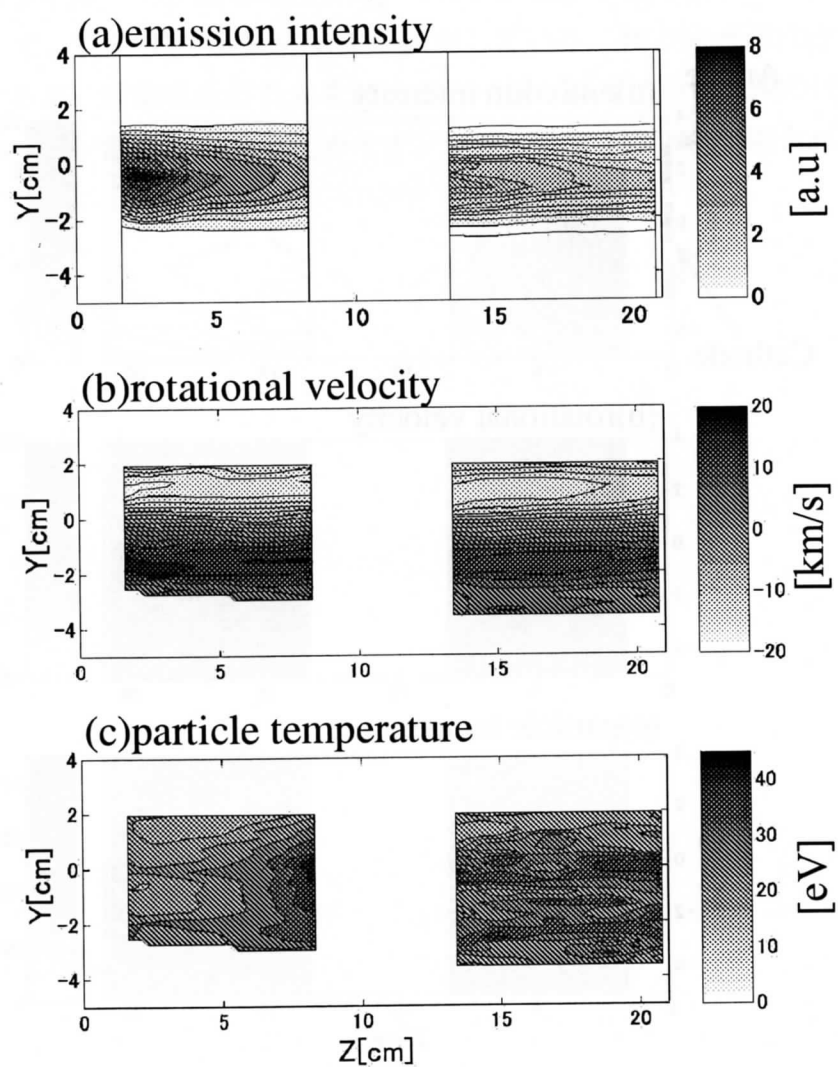


図 4-11: ヘリウムイオンの (a) 発光強度, (b) 回転速度および (c) 粒子温度の空間分布

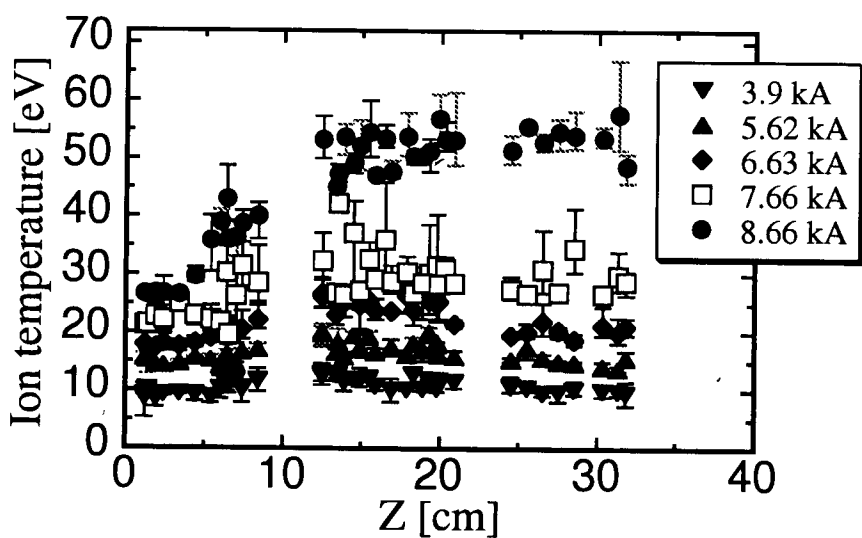


図 4-12: イオン温度の軸方向分布の放電電流依存

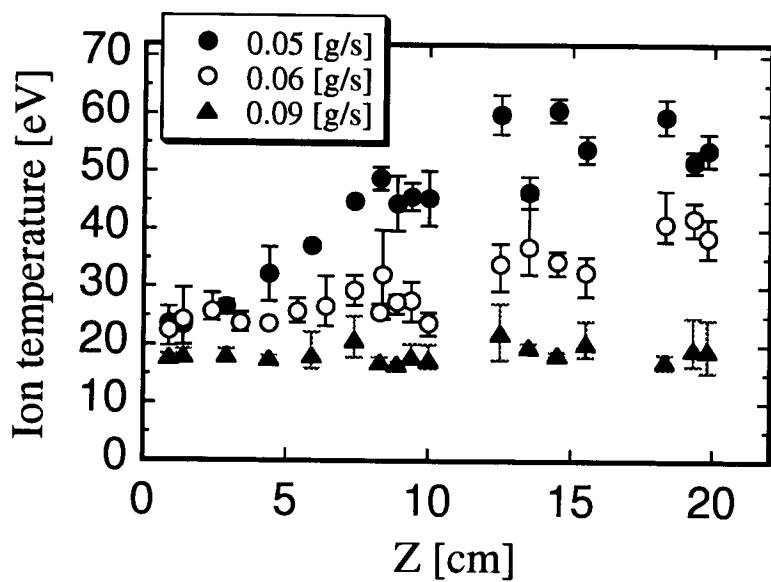


図 4-13: イオン温度の軸方向分布のガス流量依存

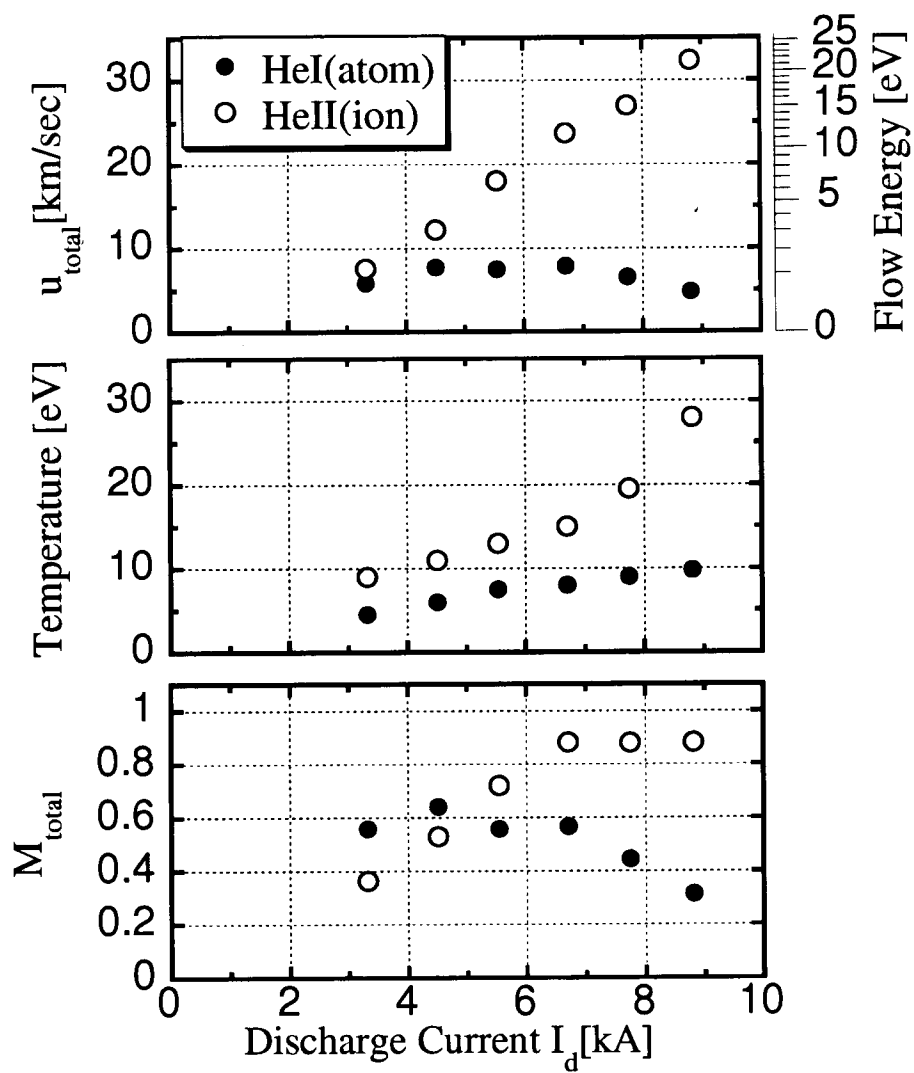


図 4-14: イオンマッハ数の放電電流依存

第 5 章 ラバール型磁気ノズル重畳実験

前章で述べたように、一様磁場中で MPD アークジェットによって生成されたプラズマは軸方向に加速され高速のプラズマ流となっておりと同時に、周方向にも加速を受け回転運動を行っている。すなわちヘリカル状の運動をしつつ下流に流れていることが明らかとなった。また、特徴的な現象として放電電流の増加とともに流速とイオン温度がともに増加すること、特に放電電流が約 8kA を越えるあたりになると急激にイオン温度が上昇するためイオンマッハ数が 1 以下に抑制される現象が観測された。イオンマッハ数は前章で示したように式 (5-1) であらわされるが、同時に下式のように運動エネルギーと熱エネルギーとの比に依存する量と考えることが出来る。

$$M_i \equiv \frac{U}{C_s} = \frac{U}{\sqrt{\frac{k_B (\gamma_e T_e + \gamma_i T_i)}{m_i}}} = \frac{\sqrt{\frac{1}{2} m_i U^2}}{\sqrt{\frac{1}{2} k_B (\gamma_e T_e + \gamma_i T_i)}} = \sqrt{\frac{\text{運動エネルギー}}{\text{熱エネルギー}}} \quad (5-1)$$

ここで m_i はイオンの質量、 T_e 、 T_i は、それぞれ電子温度、イオン温度である。

イオンマッハ数が 1 以下に制限されるとすると、入力エネルギーは運動エネルギーだけではなく熱エネルギーにも使われることとなり、効率的に加速がなされていないことになる。そこで、通常の圧縮性流体がラバール型ノズルを通過する際に亜音速流が超音速流へと変換する現象を利用し、磁場によってラバール型磁場形状を形成し、そこへこのプラズマ流を流入させることによってマッハ数が 1 以下の亜音速プラズマ流を超音速流へと変換することを試みた。

5.1 ラバール型磁気ノズル強度 (B_{LN}) 依存

図 3-8 に示す No.1 コイルを MPD 出口近傍に設置し、磁場形状が収束発散型形状となるように局所磁場を印加した。図 5-1 にこのときの軸方向磁場強度分布を示す。この磁場を印加した際のノズル前後の各種プラズマパラメータを計測した。図 5-2 に各種プラズマパラメータのラバール型磁気ノズル強度 (B_{LN}) 依存性を示す。ここで B_{LN} は図 5-1 に示す様に局所的磁場コイルにより生成される最大磁場強度のことである。

図 5-1 の点線は背景一様磁場のみを印加した場合 ($B_0=0.087\text{T}$, $B_{LN}=0\text{T}$)、実線は背景一様磁場にラバール型磁気ノズルを重畳した場合 ($B_0=0.087\text{T}$, $B_{LN}=0.13\text{T}$) である。また、図 5-2 の測定位置 ($Z=6.4, 30.5\text{cm}$) を示してある。図 5-2 は上から流速 U 、イオン温度 T_i 、イオンマッハ数 M_i を示した図である。塗りつぶし (●, ▲) はノズルスロート部より上流の収束領域 ($Z=6.4\text{cm}$) で測定した結果であり、白抜き (○, △) がノズルスロート部より下流の発散

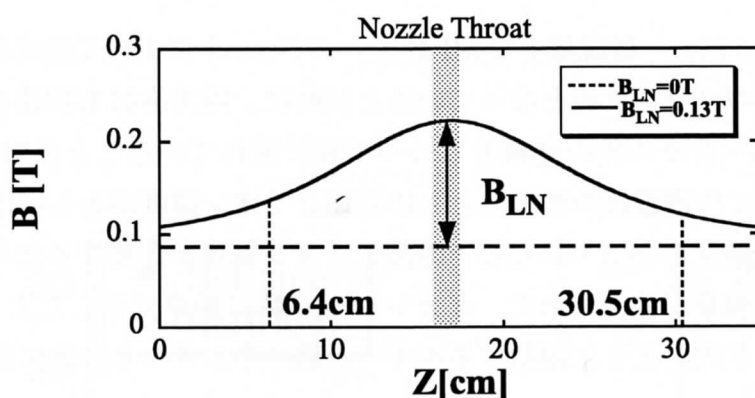


図 5-1: 軸方向磁場強度分布 (ラバール型磁気ノズル)

領域 ($Z=30.5\text{cm}$) で測定した結果である。実験条件は放電電流 $I_d=7.2\text{kA}$ ，ガス流量 $\dot{m}=0.1\text{g/s}$ である。図 5-2 について，収束領域 ($Z=6.4\text{cm}$) ではラバール型磁気ノズル強度を強くするとイオン温度が上昇し，軸方向流速が減少した。一方で，発散領域 ($Z=30.5\text{cm}$) ではラバール型磁気ノズル強度を強くするとイオン温度が減少した。また，軸方向流速はラバール型磁気ノズルを印加時に大きくなる。マッハ数はラバール型磁気ノズルを印加した場合，ノズルスロート部より下流域において 1 を上回った。

図 5-3 にラバール型磁気ノズル強度 B_{LN} を 0.26T として測定したプラズマパラメータの軸方向分布を示す。それぞれ上から軸方向磁場強度 B ，流速 U ，イオン温度 T_i ，イオンマッハ数 M_i である。比較のためにそれぞれ一様磁場のみの場合と共に載せている。軸方向磁場強度分布の点線は背景一様磁場のみを印加した場合 ($B_0=0.087\text{T}$ ， $B_{LN}=0\text{T}$) であり，実線は背景一様磁場にラバール型磁気ノズルを重畳した場合 ($B_0=0.087\text{T}$ ， $B_{LN}=0.26\text{T}$) である。流速，イオン温度，イオンマッハ数の図に関しては白抜き (○) は一様磁場の場合，塗りつぶし (▲) はラバール型磁気ノズルが重畳されている場合である。実験条件は放電電流 $I_d=7.2\text{kA}$ ，ガス流量 $\dot{m}=0.1\text{g/s}$ である。この図で示されるように，ラバール型磁気ノズルを印加した際にはスロート部より下流の発散領域でイオンマッハ数が 1 以上の超音速流になっている。

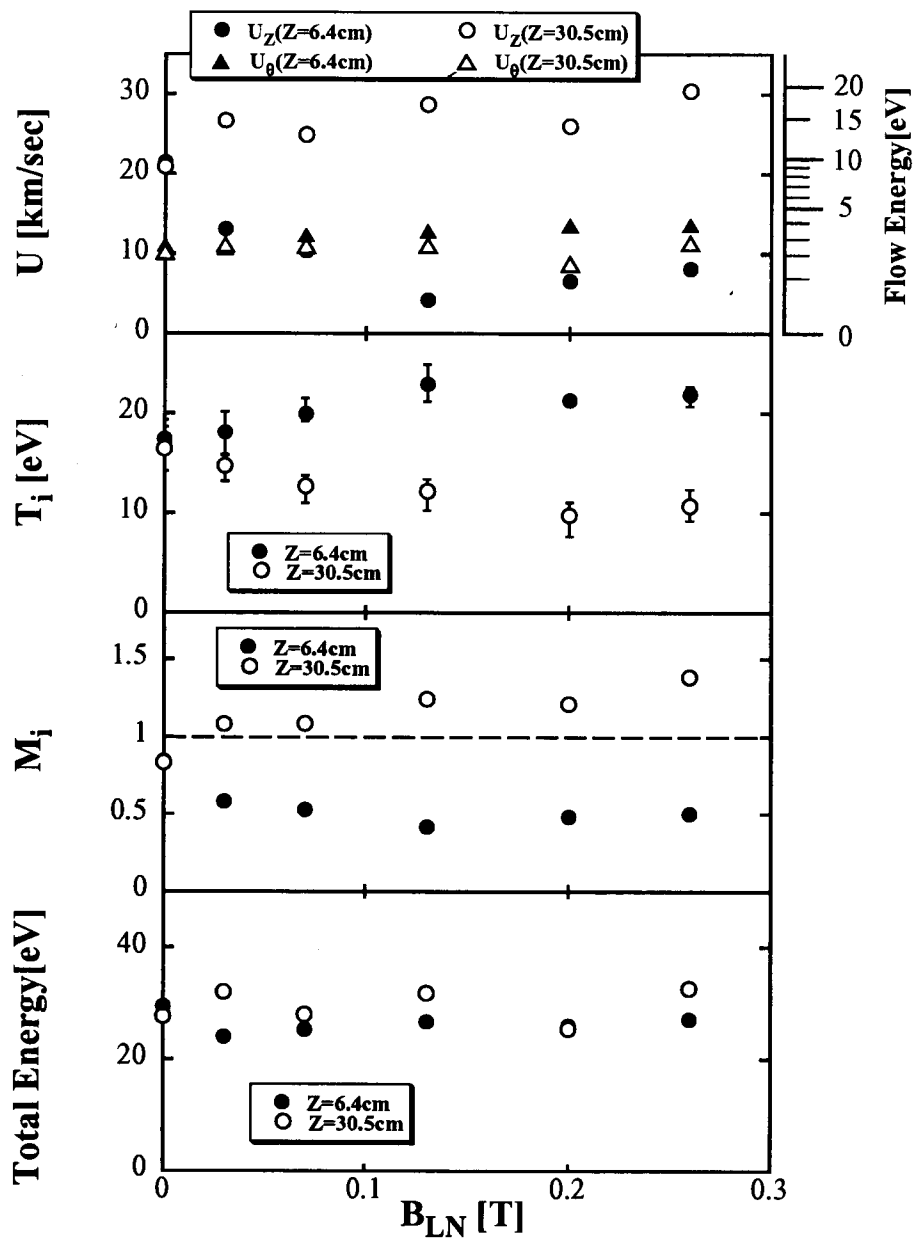


図 5-2: プラズマパラメータのラバール型磁気ノズル強度依存, $I_d=7.2$ kA, $B_0=0.087$ T, $\dot{m}=0.1$ g/s

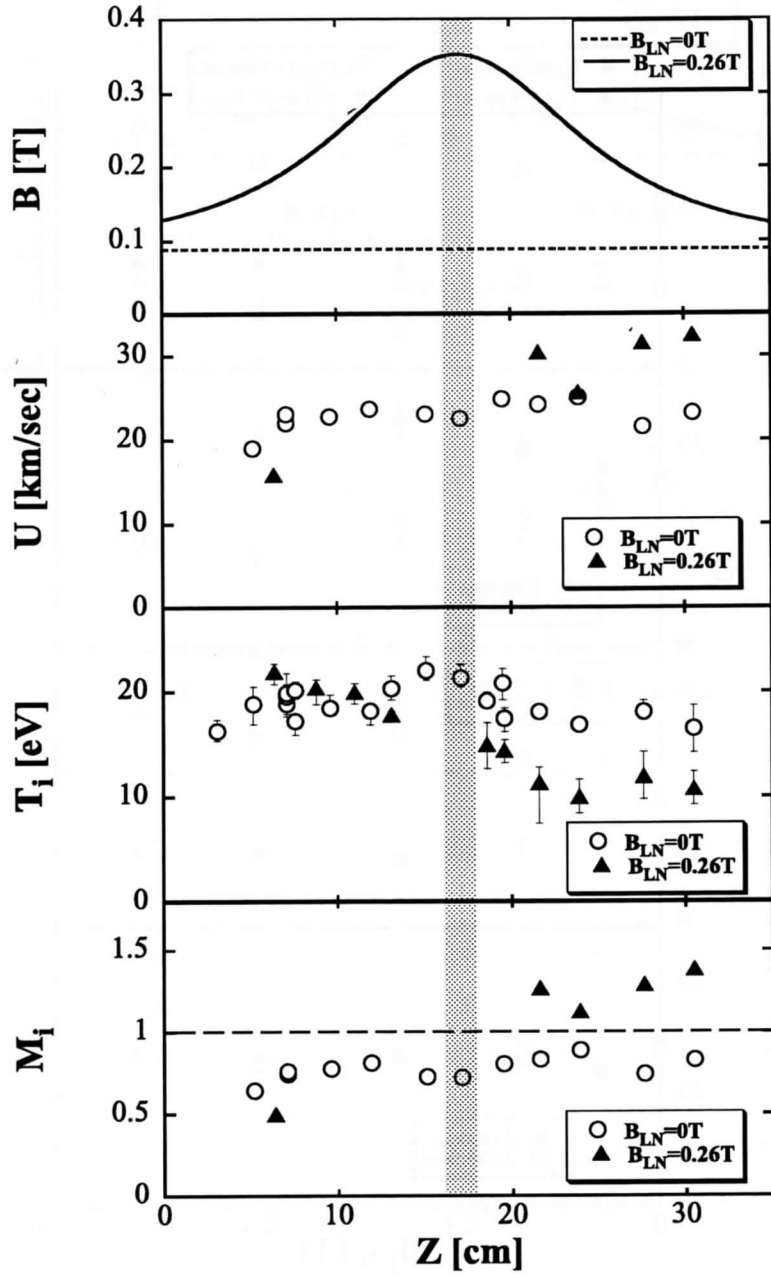


図 5-3: $B_{LN}=0.26$ T 時の各プラズマパラメータの軸方向分布, $I_d=7.2$ kA, $B_0=0.087$ T, $\dot{m}=0.1$ g/s

5.2 放電電流依存

図5-4 および図5-4に一樣磁場のみの場合とラバー型磁気ノズルを重畳した場合の各種プラズマパラメータの放電電流依存性を示す。図5-4はノズルスロート部より下流域の $Z=30.5\text{cm}$ で測定した流速 U 、イオン温度 T_i 、イオンマッハ数 M_i 、全エネルギー Total Energy の放電電流依存性を示す。また、白抜き（○，△）は背景一樣磁場のみが印加された場合であり、塗りつぶし（●，▲）はラバー型磁気ノズル（ $B_{LN}=0.13\text{T}$ ）を重畳した結果である。実験条件はガス流量が 0.1g/sec である。

放電電流に対する依存性としてはラバー型磁気ノズルの有無によらず、放電電流が増加すると軸方向流速と周方向流速はほぼ線形に増加している。一樣磁場の場合イオン温度は高い電流値領域で流速よりも急峻に増加しているが、ラバー型磁気ノズルが印加された際はすべての放電電流の値で、イオン温度が小さくなり、軸方向流速及びイオンマッハ数が大きくなっている。イオンマッハ数は放電電流が変化してもほぼ一樣な値であり、一樣磁場のみが印加されている場合は1以下の亜音速流であったが、ラバー型磁気ノズルが重畳された場合、1以上の超音速流が形成されている。全エネルギー (Total Energy) は一樣磁場のみ印加の場合とラバー型磁気ノズルを重畳した場合とがほぼ同じ値となっている。このことは、ラバー型磁気ノズルを重畳することでイオンの全エネルギー量は変化しておらず、熱エネルギーが流れのエネルギーに変換されたことを示している。ここで、Total Energy は式(5-2)より求めたものである。

$$\text{TotalEnergy} = U_{total} + T_i = \frac{1}{2}m_i (U_z^2 + U_\theta^2) + T_i \quad (5-2)$$

一方、ノズルスロート部より上流域の $Z=6.4\text{cm}$ におけるプラズマパラメータのラバー型磁気ノズル有無による放電電流依存性の測定結果を図5-5に示す。白抜き（○，△）は背景一樣磁場のみが印加された場合であり、塗りつぶし（●，▲）はラバー型磁気ノズル（ $B_{LN}=0.13\text{T}$ ）を重畳した結果である。一樣磁場のみ印加されている場合は下流域での計測と同様に流速やイオン温度は放電電流の増加と共に増加し、 $I_d=7\text{kA}$ 以上でイオン温度の増加量が増え出している。その結果イオンマッハ数は飽和傾向にある。それに対してラバー型磁気ノズルが重畳された場合には軸方向流速が $I_d=7\text{kA}$ 以上で急激に減少し、マッハ数もほぼ0.5程度で低い値となっている。

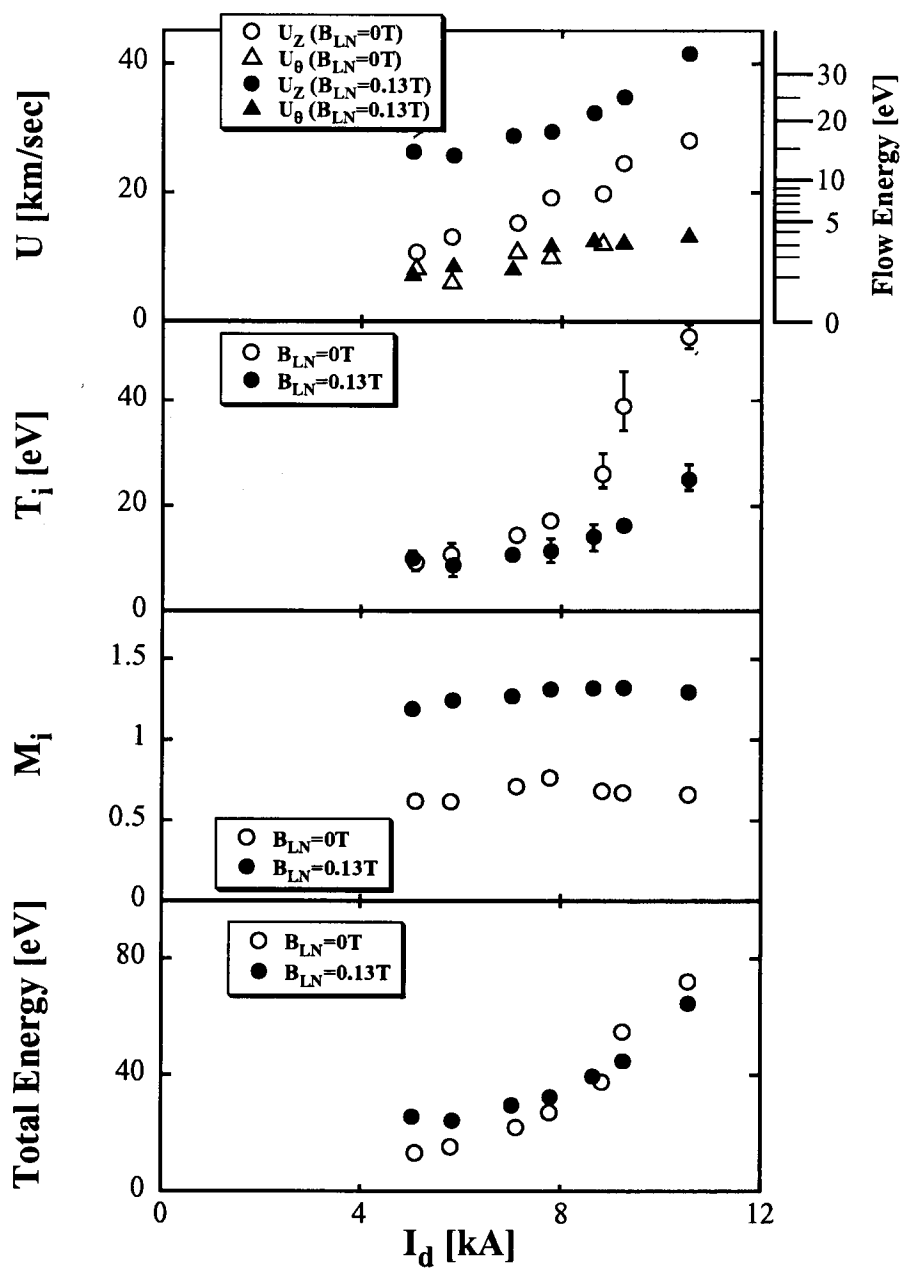


図 5-4: 各種プラズマパラメータの放電電流依存 (スロートより下流域), $B_0=0.087T$, $\dot{m}=0.1g/s$, $Z=30.5cm$

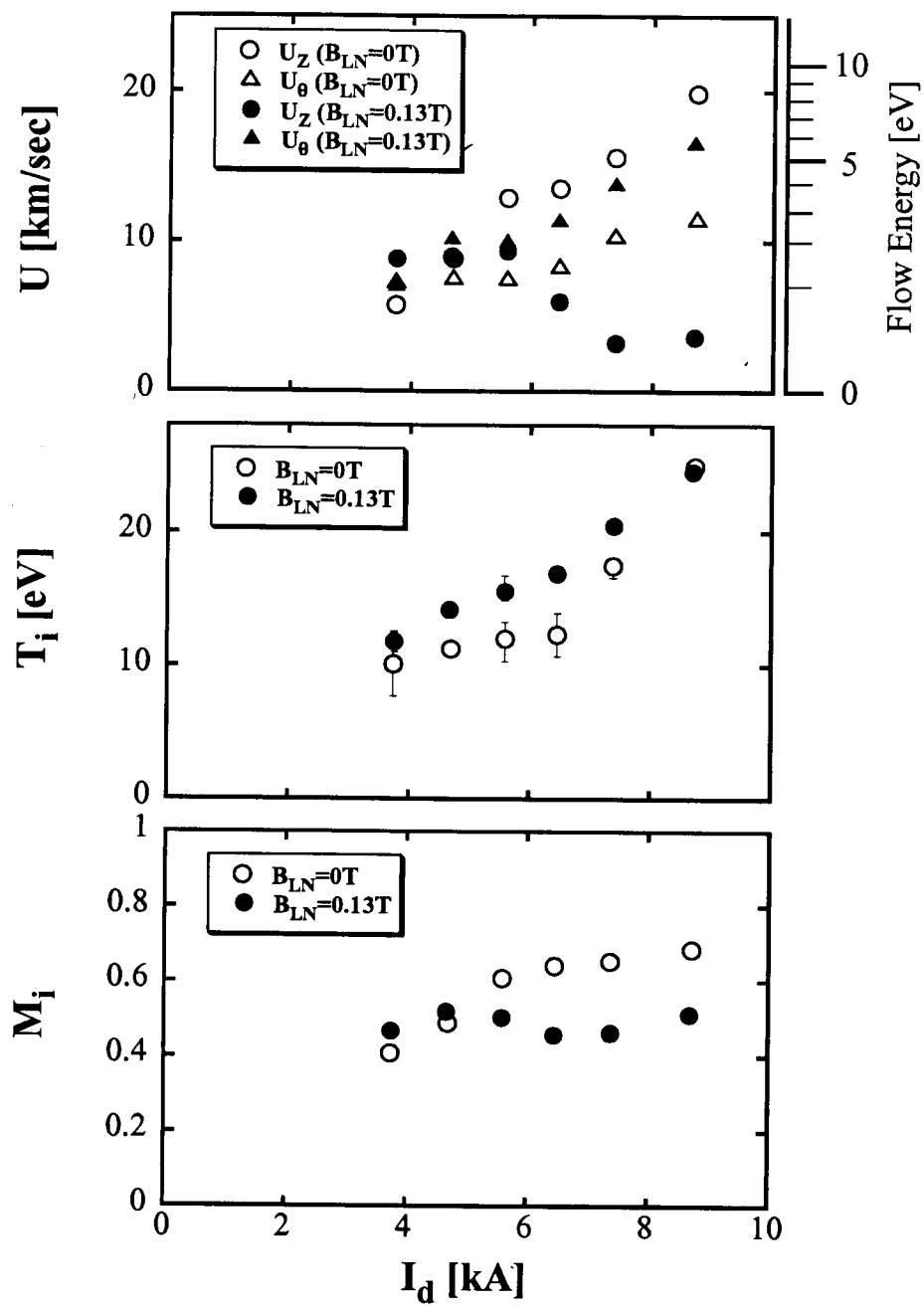


図 5-5: 各種プラズマパラメータの放電電流依存 (スロートより上流域), $B_0=0.087T$, $\dot{m}=0.1g/s$, $Z=6.4cm$

5.3 1次元等エントロピー流モデルとの比較

5.3.1 1次元等エントロピー流モデル

断面積が緩やかに変化する管内を圧縮性流体が通過する際の1次元等エントロピー流れを考える。この流れに対し、連続の式、運動方程式、状態方程式、および等エントロピー変化の式を用いると流体の各パラメータと管壁の断面積の間には以下の関係式が成り立つ。

$$\frac{dM}{M} = \frac{2 + (\gamma - 1) M^2}{2(M^2 - 1)} \frac{dA}{A} \tag{5-3}$$

$$\frac{dU}{U} = \frac{1}{M^2 - 1} \frac{dA}{A} \tag{5-4}$$

$$\frac{dn}{n} = \frac{M^2}{M^2 - 1} \frac{dA}{A} \tag{5-5}$$

$$\frac{dT}{T} = \frac{(\gamma - 1) M^2}{M^2 - 1} \frac{dA}{A} \tag{5-6}$$

ただし、Mはマッハ数、Uは流速、nは密度、Tは温度、Aはノズル断面積、 γ は比熱比であり自由度fを用いて $\gamma = \frac{f+2}{f}$ と表される。これらより、1次元等エントロピー流れの各状態量の変化とノズル断面積の変化との関係は、図5-6に示すようになる。この図からわかるように、マッハ数が1以下の亜音速流は収束発散型のラバール形状をした管内を通過する事により流速が増すとともに温度が減少した結果マッハ数が1以上の超音速流へと遷移することが出来る。





















	M < 1		M > 1	
断面変化				
マッハ数				
流 速				
密 度				
温 度				

図 5-6: 1次元等エントロピー流れにおける断面積変化に対する状態量の変化

5.3.2 プラズマ流の断面積変化

今回の実験で得られたプラズマ流のマッハ数変化とこのモデルとを比較することを試みた。まず磁場に沿って流れるプラズマ流の断面積変化について考察を行った。今回実験を行った条件で計算したプラズマ中のイオンと電子のラーマ半径とホールパラメータを図5-7に示す。図5-7は上からラーマ半径 r をプラズマ半径 r_p で除算した値、およびそれぞれのホールパラメータ $\omega_c \tau$ である。なお、ここでプラズマ直径 r_p は HeII の発光強度の径方向分布をガウス分布と仮定した際の半値半幅である。ホールパラメータはサイクロトロン角周波数と衝突時間を掛け合わせた値で各粒子が衝突する間に何回サイクロトロン回転を行うかをあらわしている。▲がイオンについて、△が電子について計算した値である。図5-7に示すように、ホールパラメータはイオンは1以下と小さく、電子については100以上と非常に大きい。この結果よりイオンは衝突が支配的であり、電子は磁化されていることが分かる。すなわちイオンについては流体モデルとして取り扱うべきであることが分かる。また、磁化された電子は磁力線に沿って分布し、これにより形成された径方向電場によりイオン流体は制限を受け、その断面積が変化すると考えられる。実際に分光計測から求めたプラズマの断面積変化と、磁束が一定であると仮定した際に真空磁場から算出した値とを比較したものを図5-8に示す。●が測定値、実線が算出値であるが、測定値と算出値とは良い一致を示している。

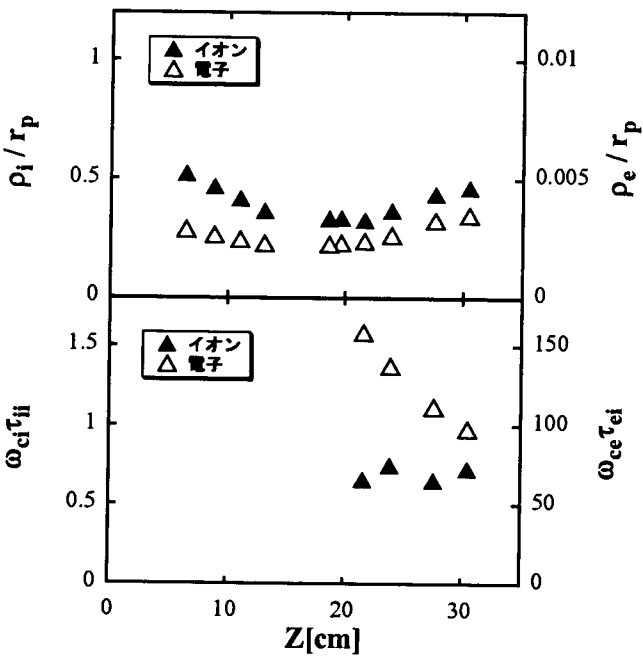


図 5-7: ラーマ半径とホールパラメータ $I_d=7.2\text{kA}$, $B_0=0.087\text{T}$, $B_L N=0.13\text{T}$

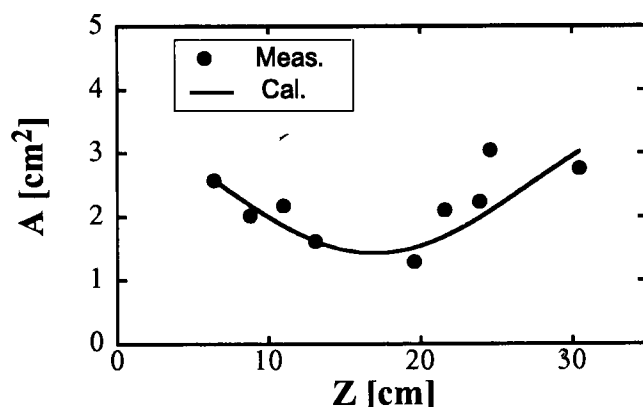


図 5-8: 断面積の比較

5.3.3 実測されたプラズマパラメータと等エントロピー流モデルとの比較

前記したように実際のプラズマ流の断面積形状の変化が磁束一定として算出した値と良い一致を示していたことより、この断面積変化より計算した各パラメータ変化量と実測した値との比較を行った。計算ではノズルスロート部でマッハ数が1となるように仮定し、式(5-3)～式(5-6)を用いてそれぞれのパラメータを算出した。計算時にはイオンマッハ数を仮定する必要があるが、 $\gamma_i=5/3$ についての結果を図5-9に、 $\gamma_i=1.2$ についての結果を図5-10に示す。図5-9、図5-10共に○が測定値、実線が1次元等エントロピーモデルから求めた算出値である。

これらの結果より、1次元等エントロピー流モデルから求めた算出値と実験値とは $\gamma_i=5/3$ でイオン温度については比較的一致おり、流速およびイオンマッハ数についてはノズルスロート部より上流の収束領域では一致している。しかし、ノズルスロート部より下流の発散領域では流速及びイオンマッハ数は $\gamma_i=5/3$ 、 $\gamma_i=1.2$ 共に算出値と理論値とは相違が見られる。このような定量的な相違はノズルスロート部より下流の発散領域で見られるものの、スロート部より上流域で亜音速流であるプラズマ流がラバール型磁気ノズル中を通過することにより超音速流になることや、流速及びイオン温度の変化の傾向から、定性的には1次元等エントロピー流モデルと実験結果は一致している。

ここで、定量的に算出値と実験値が一致しない原因について考えてみる。原因として一つは、1次元等エントロピー流モデル中の非定係数 γ_i の値の決め方が妥当ではないことが考えられる。不定係数 γ_i の値により1次元等エントロピー流モデルからの算出値は変化するため、不定係数

γ_i が例えばノズルスロート部の上流域と下流域とで変化している可能性などが考えられる。また、プラズマ中の反磁性電流によって磁場形状が収束型の磁場配位に変化していることが考えられる。本研究ではこの反磁性効果を見逃して断面積変化を考えている。確かに前記したようにその断面積変化は分光計測より得られた実験結果と一致していたが、特に密度の高いプラズマの中心付近では反磁性効果により、実際の磁場強度が変わっていると考えられる。この反磁性効果については、プラズマ流中での直接磁場計測を行いその効果を評価した。計測結果や合わせて計測された電磁力評価に関しては次章にて考察する。

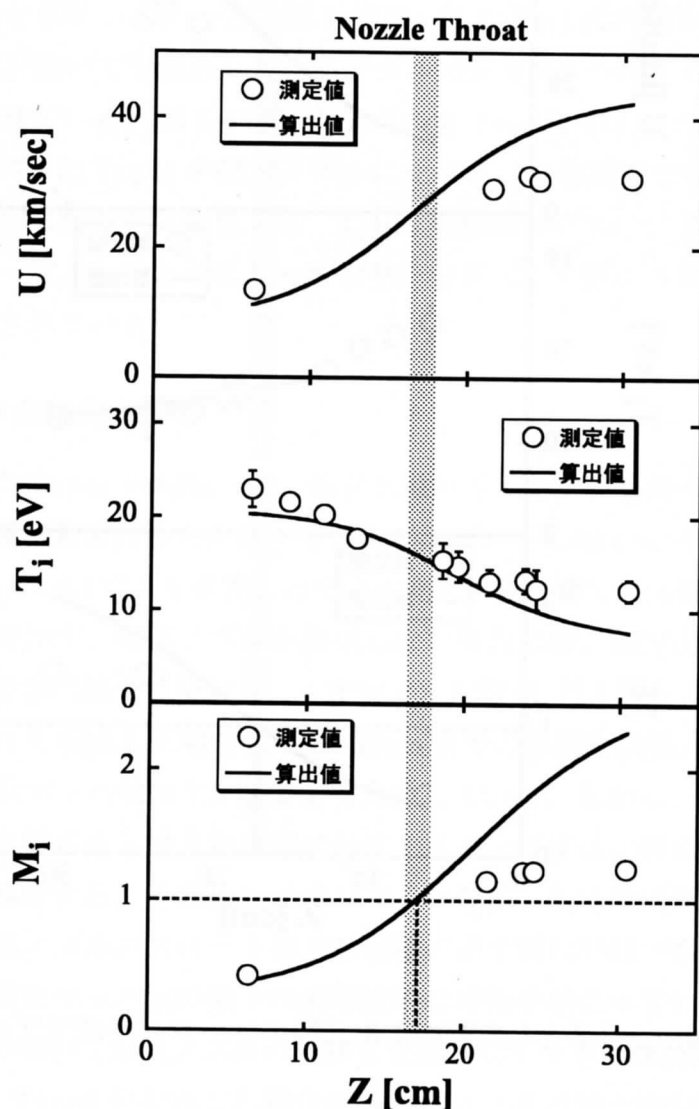


図 5-9: $\gamma_i=5/3$ とした際の 1 次元等エントロピー流モデル適用結果

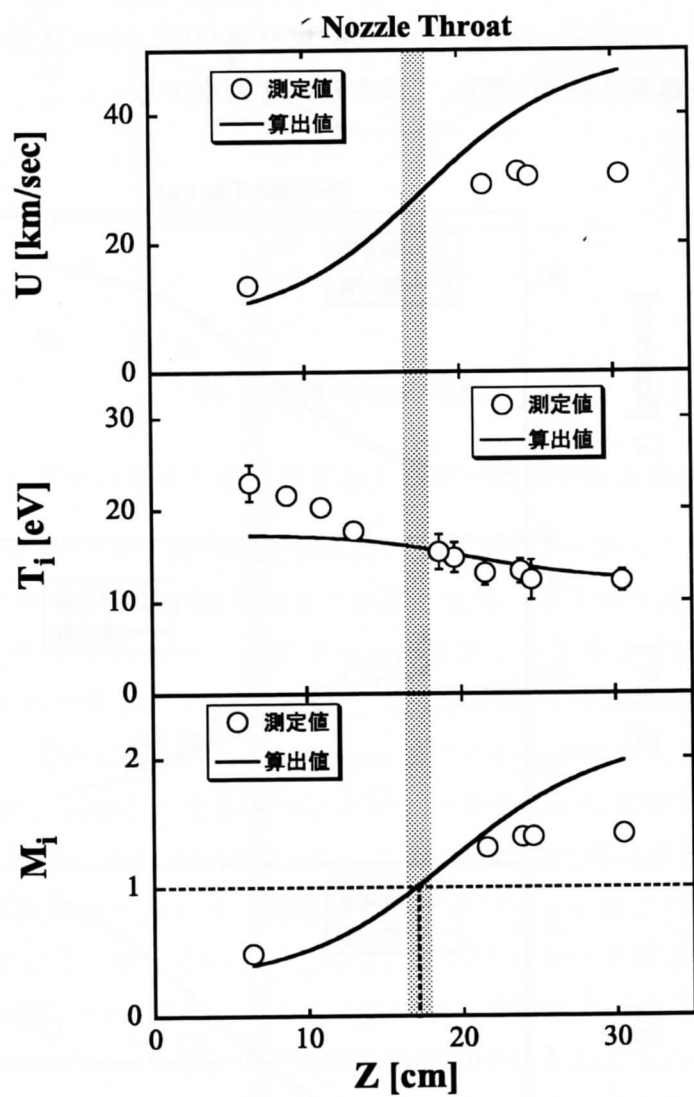


図 5-10: $\gamma_i=1.2$ とした際の 1 次元等エントロピー流モデル適用結果

5.4 磁気ノズル形状に対する依存性

5.4.1 磁気ノズル形状

真空容器内部に設置した局所磁場コイル No.1 および No.2 のコイルを用いることで磁気ノズル形状を変え、ラバール型磁気ノズル効果について詳しく実験を行った。その中の3つの代表的な例を以下に示す。図5-11に各磁気ノズル形状をあらわす軸方向磁場分布を示す。図5-11(a)は前節で実験結果を示した磁気ノズル配位であり、これを Type1 と定義する。Type1 の磁気ノズルは外部一様磁場に、局所磁場コイル No.1 の磁場を重畳したものであり、ノズルスロート部に対して対称な形状をしている。一方、図5-11(b) および (c) は内径の異なる2種類のコイル (No.1 および No.2) を用いて生成された磁気ノズルであり、2つのコイルの巻き数比を変えることで形状を変化させている。図5-11(b) のノズルを Type2, (c) のノズルを Type3 と定義する。Type2 の磁気ノズルは Type1 の磁気ノズルに比べて、収束領域ではほぼ同様の形状であるが、発散領域においては緩やかに変化する。Type3 の磁気ノズルはノズルスロート部において磁場強度が軸方向に一定となるようになっており、分光測定の際にスロート部がコイルの陰にならないように設定されている。

5.4.2 諸パラメータの軸方向分布

まず前節で記述した Type1 の磁気ノズル形状を用いて、より下流側まで測定できるように測定範囲を拡大して再度測定を行った。各プラズマパラメータの軸方向分布を図5-12に示す。最大ノズル磁場強度 $B_L N = 0.13 \text{ T}$ を重畳した場合の測定結果を■で、比較のために磁気ノズルを形成しない場合を○で示す。磁気ノズルを形成しない場合には、軸方向流速およびイオン温度は軸方向に対して緩やかに減少しており、イオンマッハ数 M_i は1以下でほぼ一様となった。一方で磁気ノズル Type1 を形成した場合には $Z=30 \text{ cm}$ までの範囲では軸方向流速は上昇・イオン温度は減少し、イオンマッハ数は1.5程度まで上昇している。しかし、測定範囲を下流まで広げた結果、 $Z=30 \text{ cm}$ を越えると軸方向流速は減少・イオン温度は上昇に転じ、イオンマッハ数は1程度まで急激に減少する。その後はイオンマッハ数が1程度でほぼ一様となっている。また、断面積についてはノズルのスロート部と断面積の最小値はほぼ一致している。

下流部における急激なマッハ数の減少は衝撃波的な現象が起こっていることが考えられたため、磁場コイルを2つ用いて磁気ノズルの形状を変化させてマッハ数制御を行うことを試みた。図5-13に磁気ノズル Type2 を形成した場合の各パラメータの軸方向分布を以下に示す。磁気ノズル Type2 は発散磁場形状のところの拡がり方を Type1 に比べ緩やかにしている。また、重畳した最大ノズル磁場強度 $B_L N$ は 0.06 T である。この場合、軸方向流速は軸方向に対して上昇を続け、イオン温度は $Z=30 \text{ cm}$ 程度までは減少し、その後は一様となっており、マッハ数は

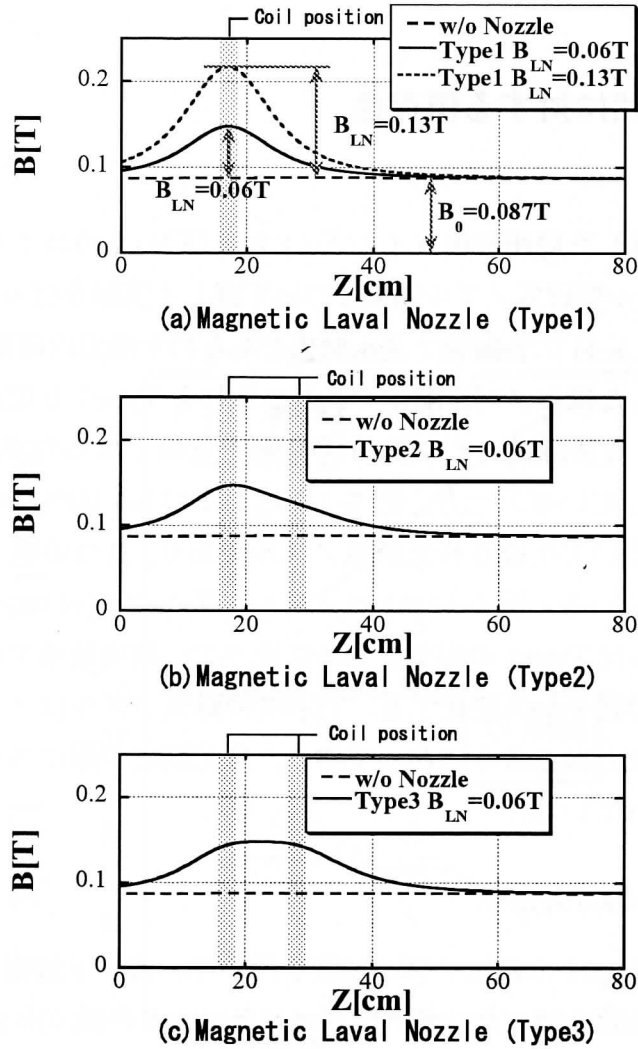


図 5-11: 磁気ノズルの形状の種類 (ラバール型磁気ノズル Type1, Type2, および Type3)

上昇を続けて $Z=70\text{cm}$ において超音速のプラズマ流が形成されていることがわかる。

比較のため、重畳した最大ノズル磁場強度 B_{LN} を同じ 0.06T とした Type1 の磁場配位での実験結果と、この Type2 の結果とを合わせて示したものを図 5-14 に示す。 $B_{LN}=0.06\text{T}$ の磁気ノズル Type1 を形成した場合には、 0.13T の磁気ノズル Type1 を形成した場合と同様に $Z=30\text{cm}$ までの範囲では軸方向流速およびイオンマッハ数は上昇しイオン温度は減少しているが、 $Z=30\text{cm}$ を越えると軸方向流速およびイオンマッハ数は減少しイオン温度は上昇している。

同様に、 Type3 の磁場配位を用いた際に観測された各パラメータの軸方向分布も Type1 での結果と合わせて図 5-15 に示す。 Type3 の場合も同様に下流部でのマッハ数が徐々に増加する結果が得られた。

以上の結果からわかることは、急激な磁場配位の変化を行うのは下流部において衝撃波が発

生しマッハ数が減少してしまうため望ましくない点と、発散型磁場部の形状を変化させることで、マッハ数制御が可能であることが示された。しかしながら、図 5-13 に示されるように、プラズマ径の軸方向分布が真空磁場の磁束一定から計算される値とは大きく異なっており、真空磁場強度が最大となる位置と、断面積が最小となる位置（スロート位置）が一致していないことがわかる。これは、プラズマの反磁性効果により、内部の磁力線が弱められるため磁束管の形状が真空磁場の時とは異なっているものと考えられる。その結果、プラズマ中の磁場強度の最大値は真空磁場の場合よりも下流側にずれ、プラズマ径の断面積が最小となる位置も同様に下流側に移動していると考えられる。

5.4.3 1次元等エントロピー流モデルとの比較

重畳した最大ノズル磁場強度 $B_L N$ を 0.06T とした Type1 および Type2 の磁場配位での実験結果と、1次元等エントロピー流モデルとを比較した結果を図 5-16、図 5-17 に示す。ここで、実際のプラズマ径変化よりノズルスロート位置を定め、その位置においてマッハ数が $M=1$ となるように計算を行った。

等エントロピー 1次元モデルからの算出値と測定値を比較すると、磁気ノズル Type1 を形成した場合には軸方向流速・イオン温度・イオンマッハ数共に収束領域においては比較的よく一致しているが下流部で衝撃波的な現象が起こったため軸方向流速が減少し、イオン温度が上昇、マッハ数が減少しており、モデル計算値と大きく乖離する結果となった。一方、磁気ノズル Type2 を形成した場合には収束および発散領域においてもモデル計算値とよく一致している結果が得られた。

以上の結果より、磁気ノズル形状を最適化することでプラズマ流のマッハ数をさらに増加させ超音速プラズマ流の形成と制御を行うことが出来ることが示されたが、実際にプラズマ中の磁場強度を計測し、磁場形状を決定することや、プラズマに軸方向磁場を印加した際にプラズマ自身に作用する電磁力を評価し、加速効果の最適化を図ることは重要である。次章では実際に磁気プローブを用いた電磁場評価を行った結果について報告を行う。

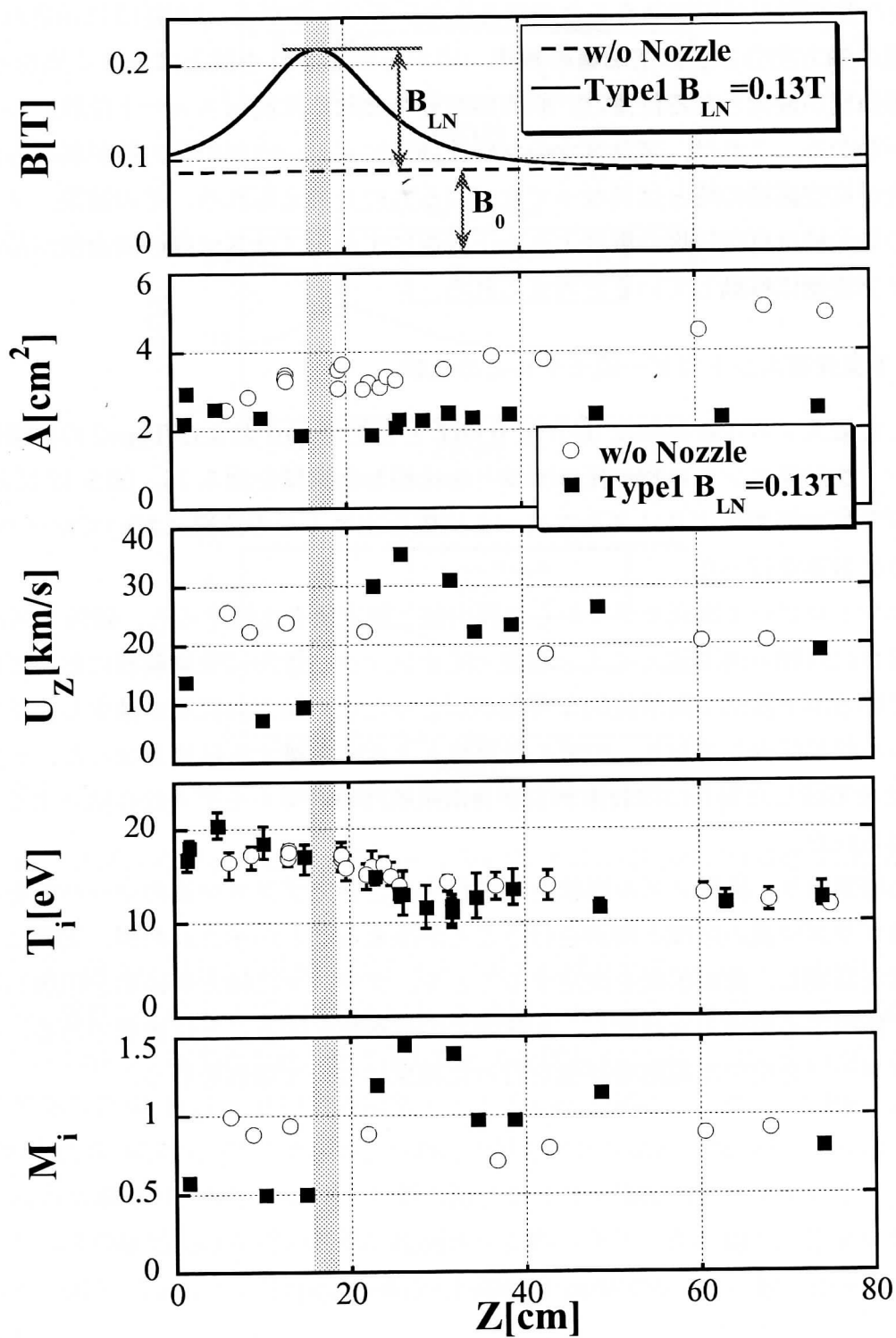


図 5-12: 磁気ノズル Type1 形成時の (a) 軸方向磁場強度, (b) 断面積, (c) 軸方向流速, (d) イオン温度, (e) イオンマッハ数の軸方向分布, $I_d=7.2\text{kA}$, $B_0=0.087\text{T}$, $\dot{m}=0.1\text{g/s}$

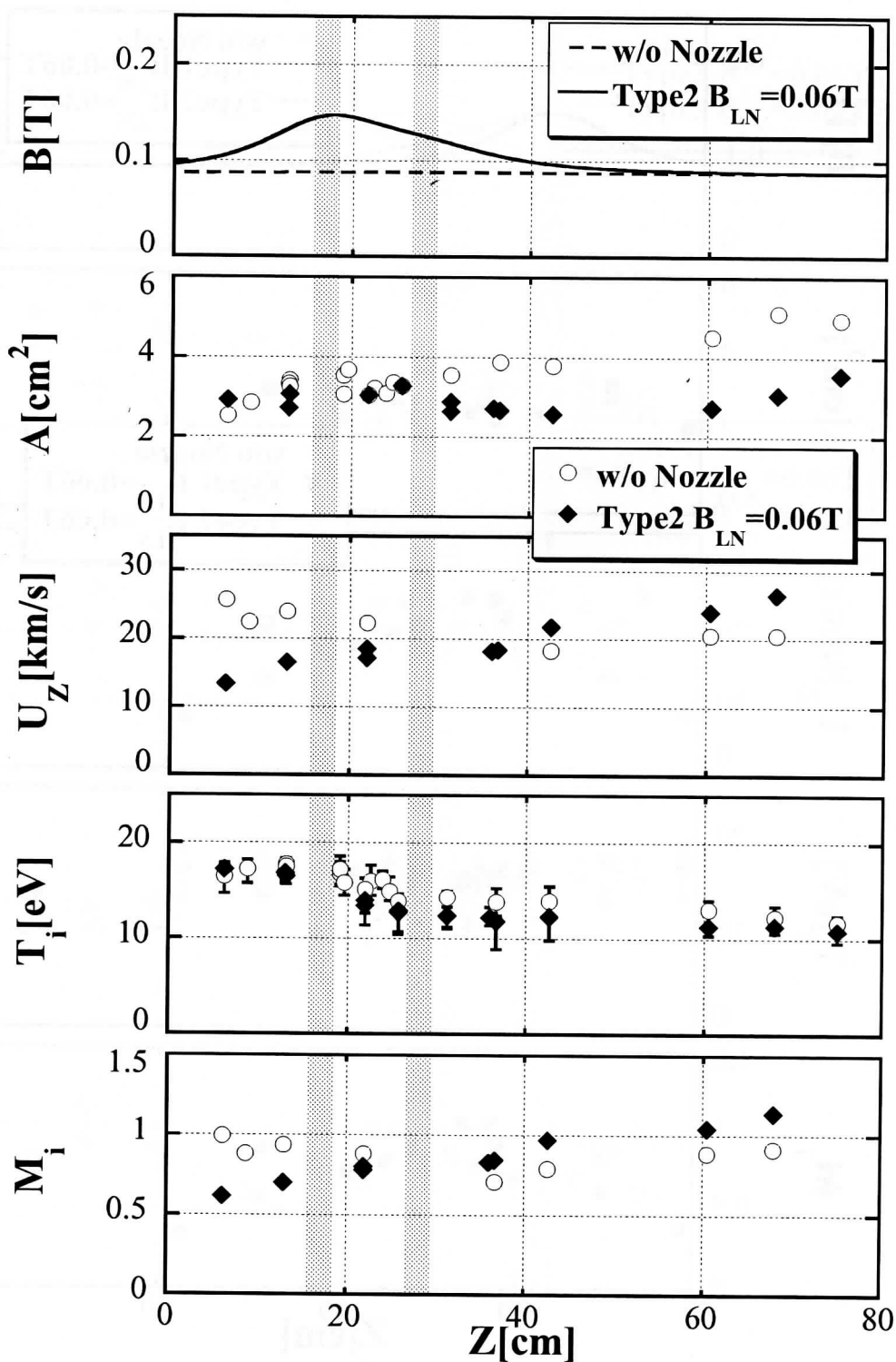


図 5-13: 磁気ノズル Type2 形成時の (a) 軸方向磁場強度, (b) 断面積, (c) 軸方向流速, (d) イオン温度, (e) イオンマッハ数の軸方向分布, $I_d=7.2\text{kA}$, $B_0=0.087\text{T}$, $\dot{m}=0.1\text{g/s}$

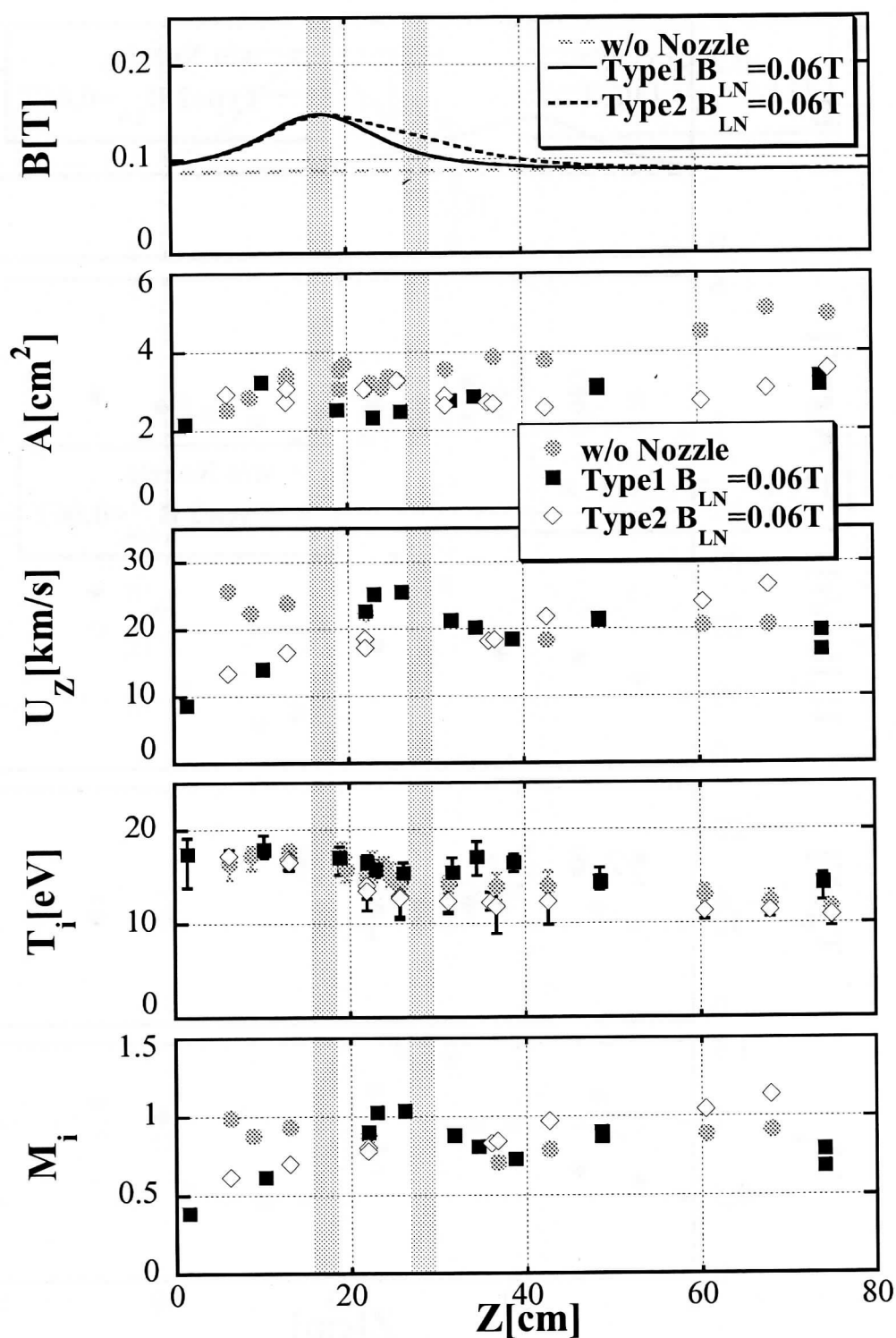


図 5-14: 磁気ノズル Type1 および Type2 形成時の (a) 軸方向磁場強度, (b) 断面積, (c) 軸方向流速, (d) イオン温度, (e) イオンマッハ数の軸方向分布, $I_d=7.2\text{kA}$, $B_0=0.087\text{T}$, $\dot{m}=0.1\text{g/s}$

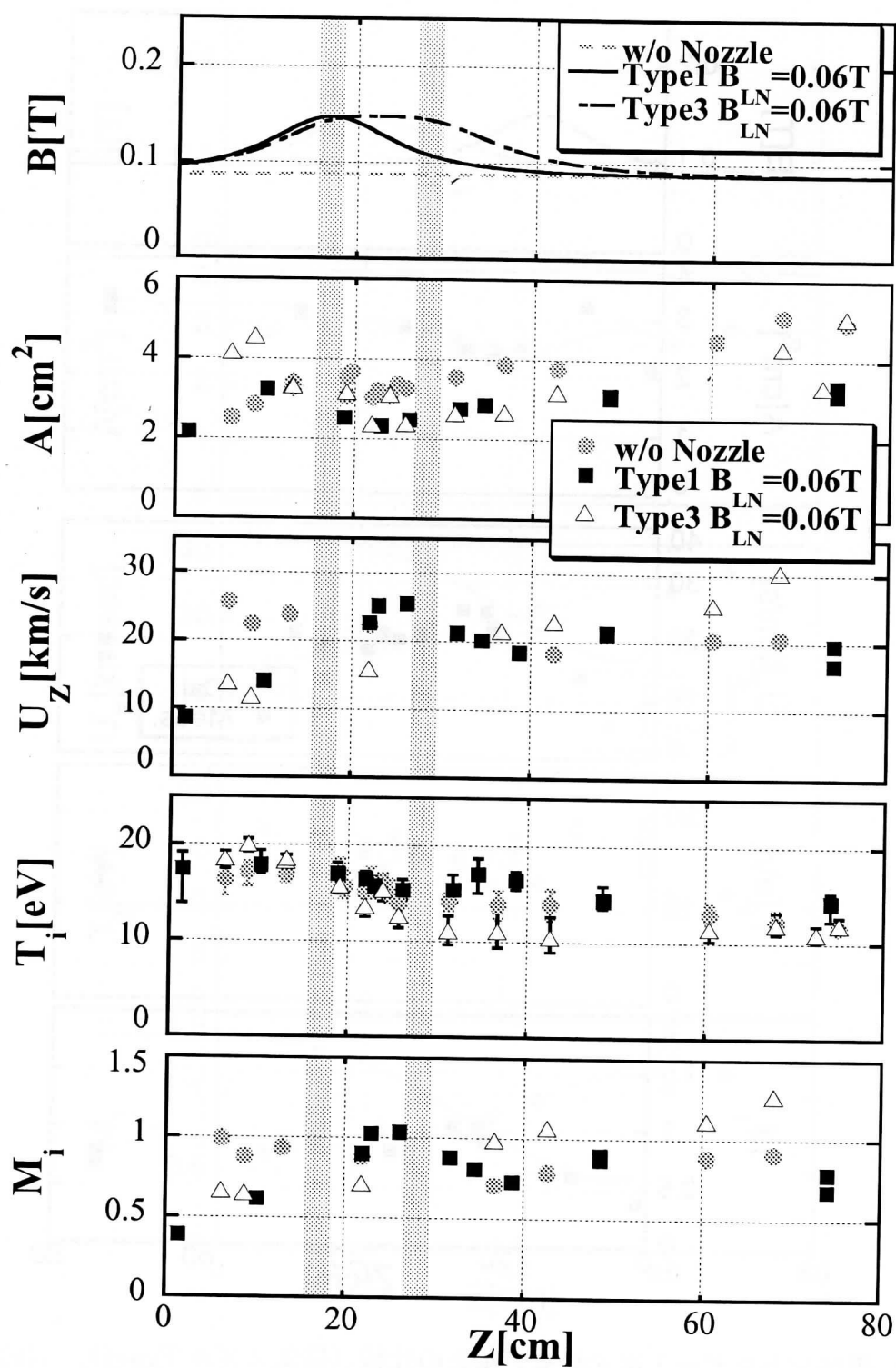


図 5-15: 磁気ノズル Type1 および Type3 形成時の (a) 軸方向磁場強度, (b) 断面積, (c) 軸方向流速, (d) イオン温度, (e) イオンマッハ数の軸方向分布, $I_a=7.2\text{kA}$, $B_0=0.087\text{T}$, $\dot{m}=0.1\text{g/s}$

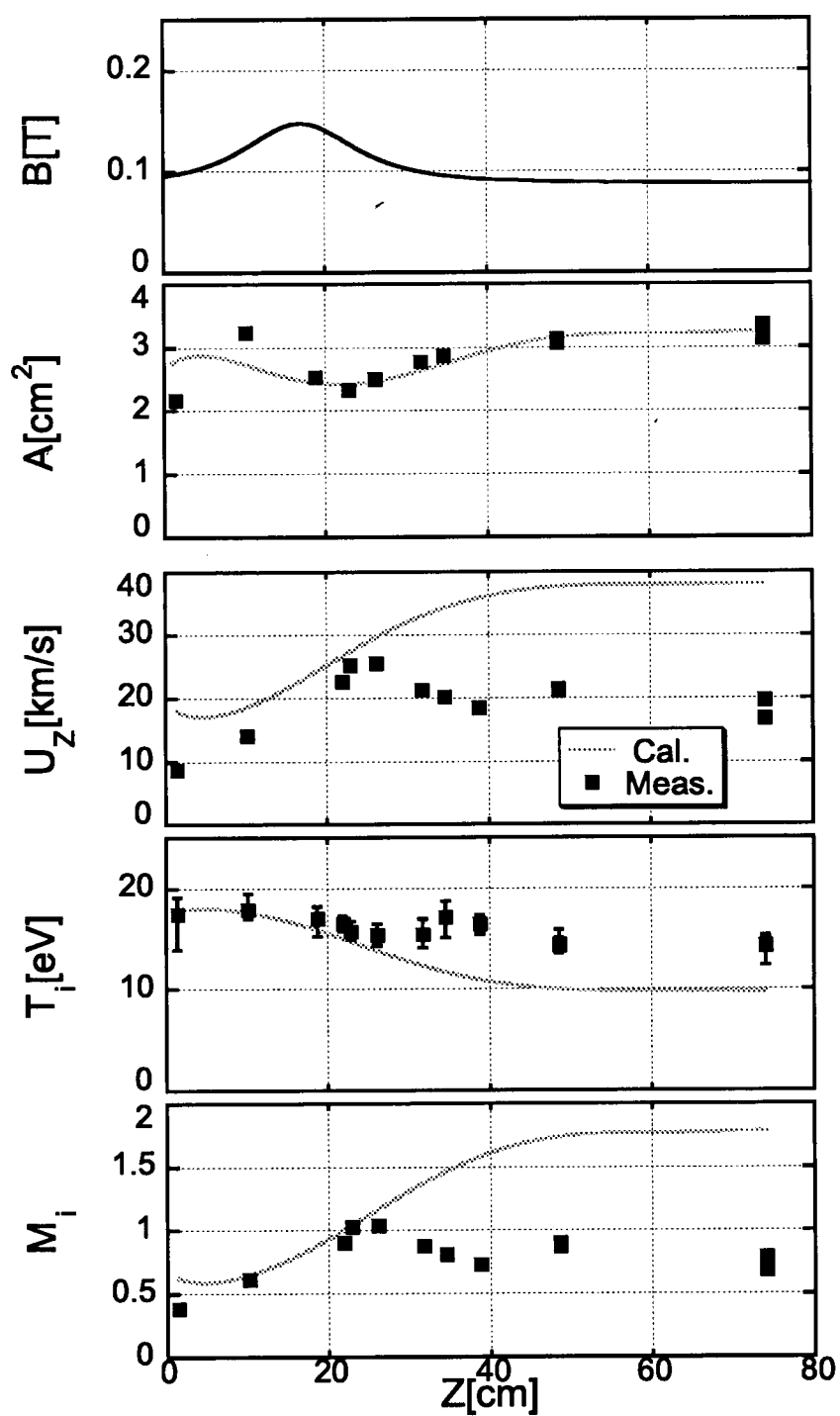


図 5-16: 等エントロピー 1 次元流モデルとの比較 (磁気ノズル Type1) (a) 軸方向磁場強度, (b) 断面積, (c) 軸方向流速, (d) イオン温度, (e) イオンマッハ数 $I_d=7.2\text{kA}$, $B_0=0.087\text{T}$, $B_L N=0.06\text{T}$, $\dot{m}=0.1\text{g/s}$

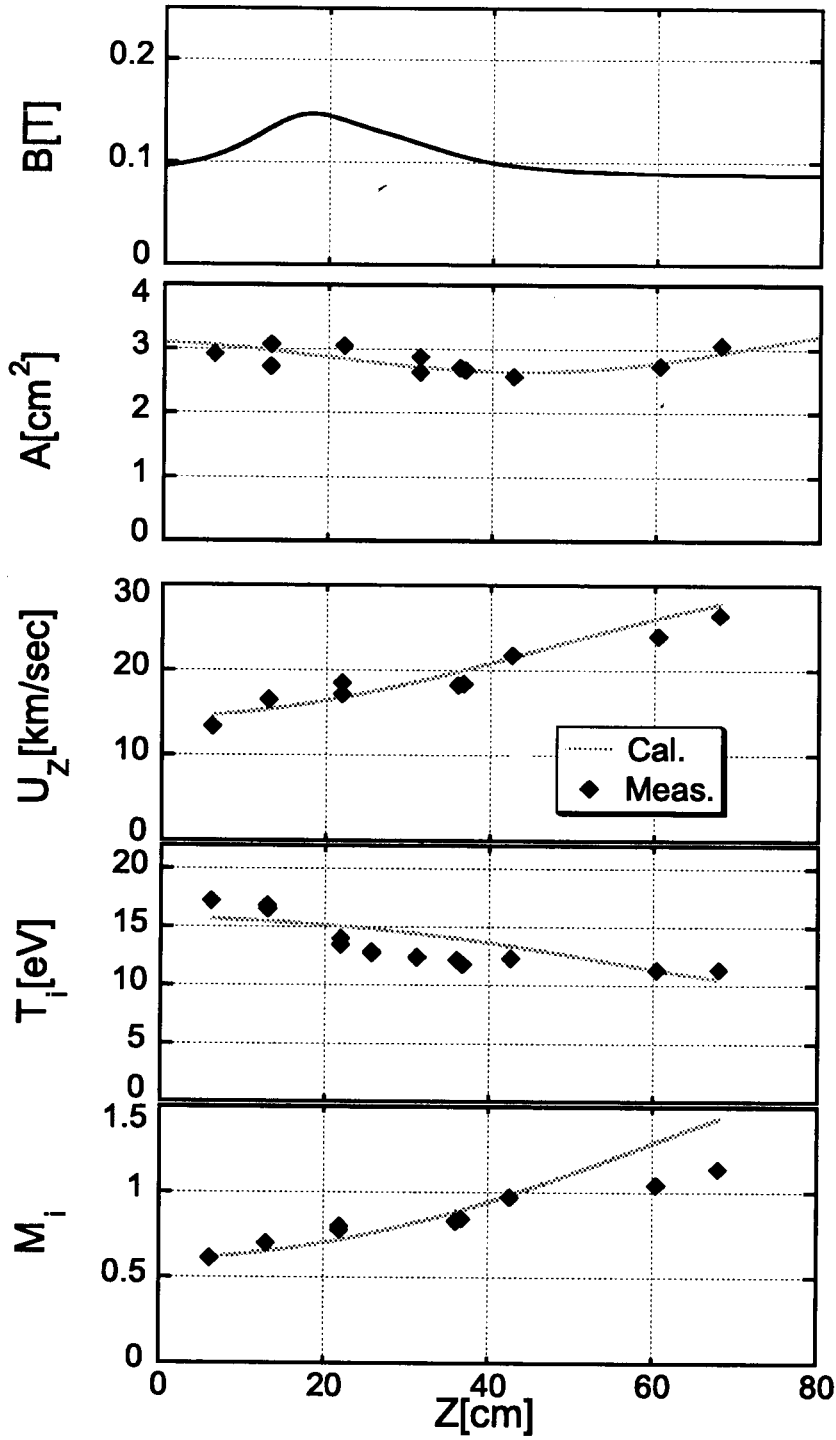


図 5-17: 等エントロピー 1 次元流モデルとの比較 (磁気ノズル Type2) (a) 軸方向磁場強度, (b) 断面積, (c) 軸方向流速, (d) イオン温度, (e) イオンマッハ数 $I_d=7.2\text{kA}$, $B_0=0.087\text{T}$, $B_L N=0.06\text{T}$, $\dot{m}=0.1\text{g/s}$

第 6 章 電磁加速力の空間分布と外部磁場形状効果

本章では、磁気プローブアレイを用いて MPD 出口近傍の 2 次元磁場分布の計測結果を示し、形成される電磁加速力場を実験的に評価する。

MPD 推進機の主加速力である $j \times B$ 力の空間分布の評価は、加速機構の解明には不可欠である。これまでに、微視的立場で MPD プラズマ流中の電磁力を評価した報告はほとんどない。そこで、図 6-1(再掲)に示す磁気プローブアレイで MPD 出口近傍の磁場の空間分布を計測した。磁気プローブアレイを用いることで、磁場変動の径方向分布が 1 ショットで得られる。出力は、差動増幅後、積分回路を介して得られる。なお、計測された物理量の符号について、次のように定める。すなわち、HITOP 装置の X,Y,Z それぞれの軸方向に生じた物理量をその成分の正の向きと定義する。図 6-2 に典型的な磁気プローブアレイの出力とこれらより得られる径方向分布の一例を示す。半径方向に 4cm から 0cm (中心軸上) にわたる分布を示している。放電条件は、計測位置が $Z=19\text{cm}$ 、放電電流は 7.2kA、ヘリウムを推進剤として、流量は 0.2g/s である。図 6-2 は軸方向の磁場変動であり、負の出力であることから外部磁場を打ち消す方向の反磁性信号である。

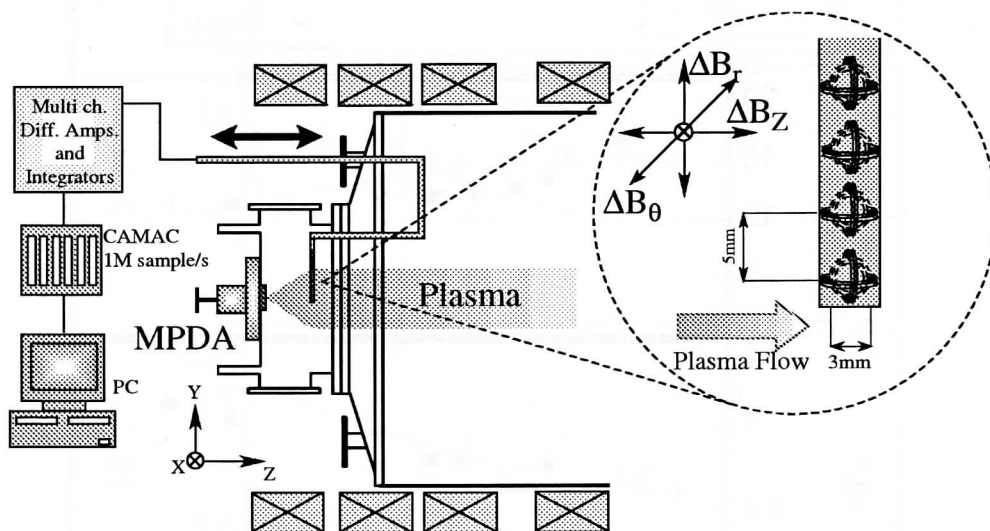


図 6-1: 2 次元磁場分布計測用磁気プローブアレイの概略図

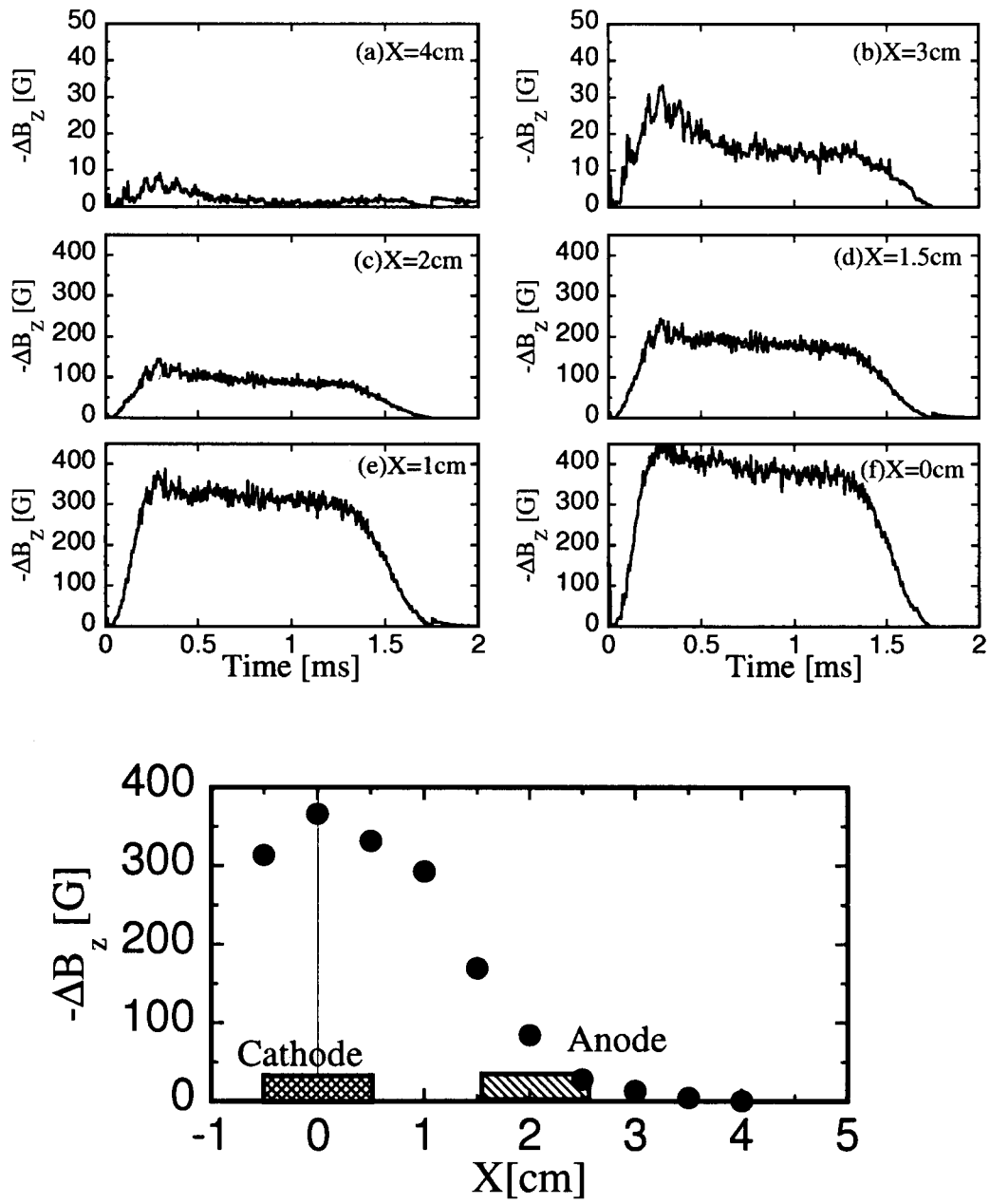


図 6-2: 2次元磁場分布計測用磁気プローブアレイの出力波形と径方向分布

6.1 外部一様磁場印加時のプラズマ流中2次元磁場分布

まず、外部磁場を 870 G 一様磁場 (図 6-3) として $Z = 7 - 36 \text{ cm}$ にわたる領域の 2 次元磁場分布を計測した。放電電流は 7.2kA、推進剤はヘリウムで、その流量は 0.1g/s である。図 6-4 に Z 軸方向の磁場変動 $\Delta B_z[\text{G}]$ 、図 6-5 に Y (方位角) 方向の磁場変動 $\Delta B_\theta[\text{G}]$ の等高線図を示す。 ΔB_z は負の出力が得られた。これより $-Z$ 方向、すなわち外部磁場をうち消す方向に生じた反磁性信号であることがわかる。 $\Delta B_z[\text{G}]$ は陰極前面で極小値を取り、また ΔB_θ は陽極と陰極の間位置で極小値を取った。この ΔB_θ は放電電流の下流への吹き出しにより生じている磁場変動である。

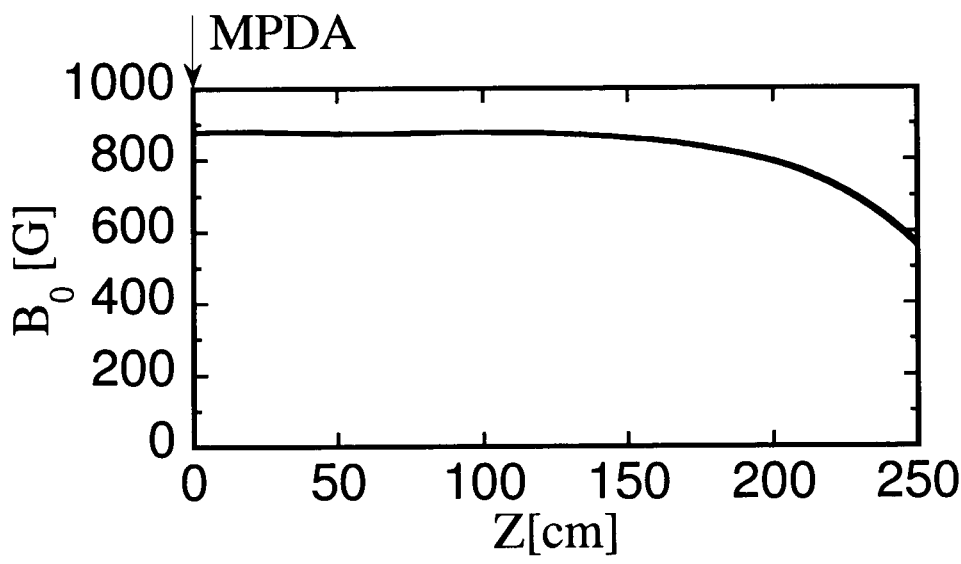


図 6-3: 中心軸上の外部磁場強度分布 (上流部一様磁場)

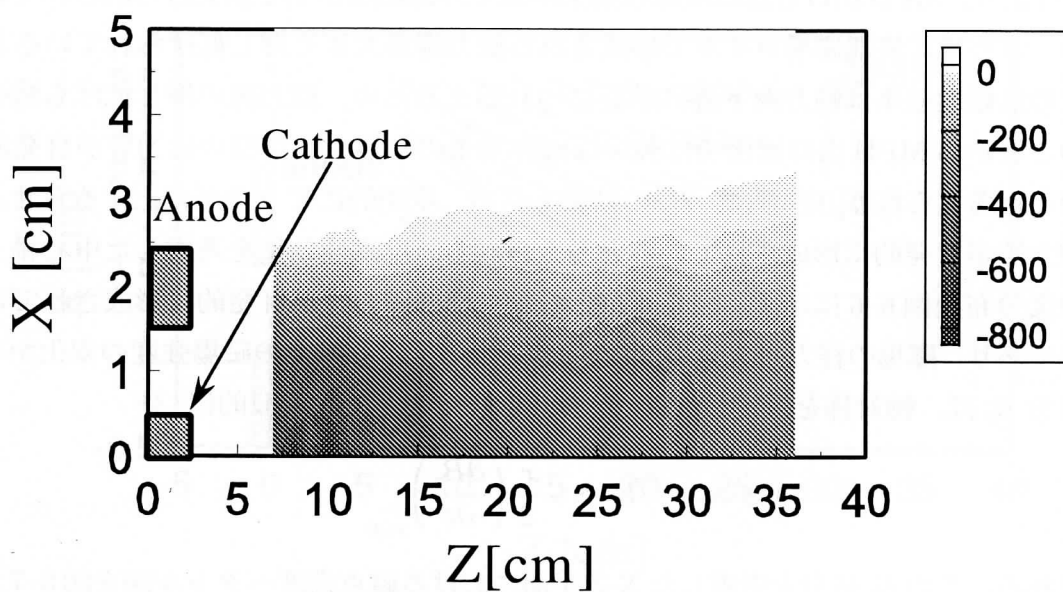


図 6-4: MPD 出口近傍の ΔB_z [G] の等高線図

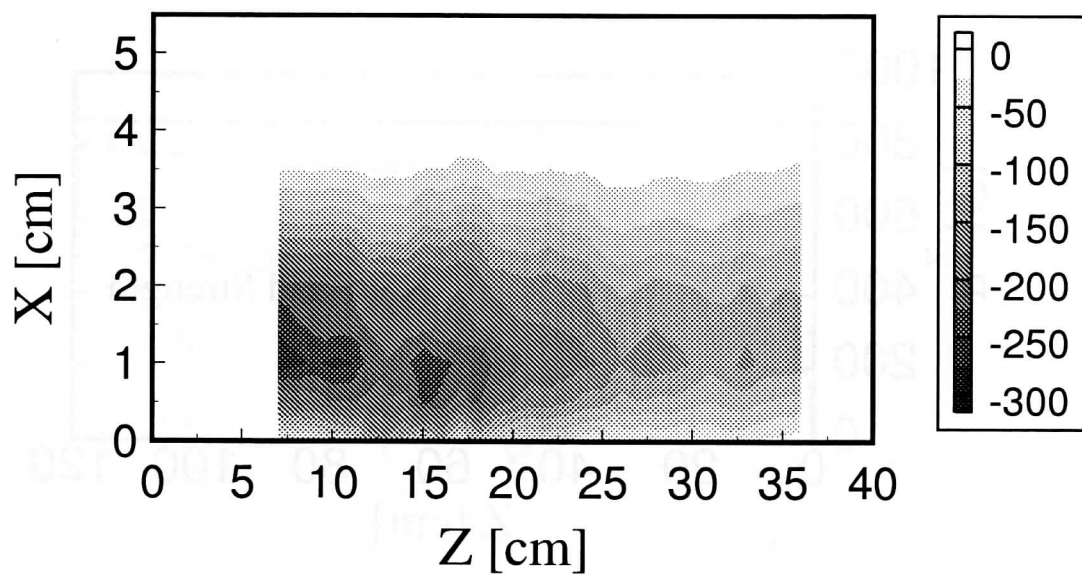


図 6-5: MPD 出口近傍の ΔB_θ [G] の等高線図

図6-4より、MPD出口近傍は反磁性効果が強く外部磁場が1/2以上打ち消されていることがわかる。よって、外部磁場コイルで形成される磁力線が大きく押し広げられていると予想される。この反磁性効果は軸方向下流に進むにつれ弱まるため、磁力線の押し広げも減少する。これらのことからMPD出口近傍では強い反磁性効果のため、収束型の磁力管が自発的に形成されていると考えられる。さらに、 B_θ の効果も含め、空間的にピッチが変化するらせん状の収束型の磁力管が自発的に形成されていると考えられる。反磁性効果を考慮した中心軸上の正味の磁場強度分布を図6-6に示す。図6-6からも収束型の磁力管が自発的に形成されていることは明らかであり、磁場の径方向成分 B_r は内向きとなる。中心軸上の磁場強度の変化から磁場の径方向成分 B_r は、軸対称を仮定し、 $\text{div } B = 0$ を解くことで、近似的に

$$B_r \simeq -\frac{r}{2} \left(\frac{\partial B_z}{\partial z} \right)_{r=0} \quad (6-1)$$

と表される。この B_r 成分を考慮したX-Z平面における磁束密度ベクトル図を図6-7に示す。さらに、方位角方向の磁場変動の3次元ベクトル図を図6-8に示す。これらの結果は、内向きの径方向磁場が誘起され、らせん状収束型の磁気ノズルが自発的に形成されていることを初めて実験的に明らかにした成果である。

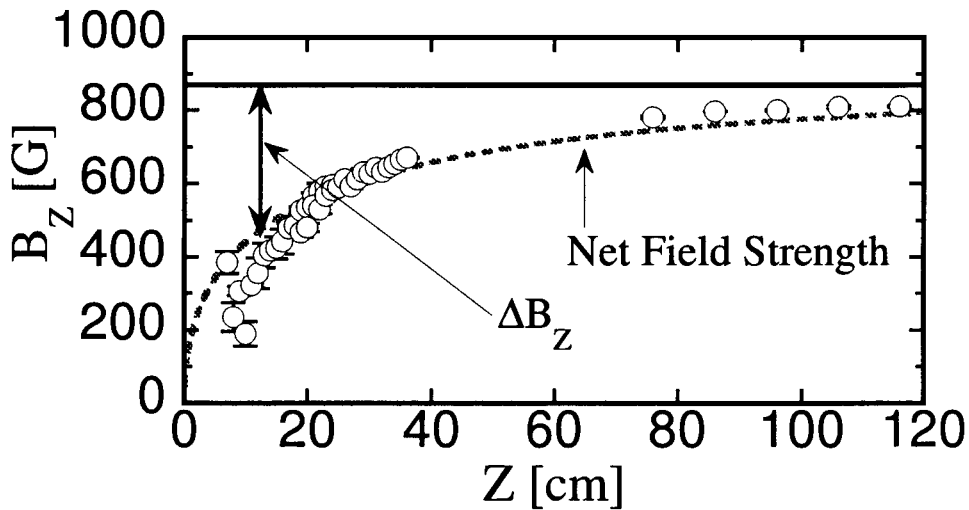


図 6-6: 反磁性効果を考慮した中心軸上の正味の磁場強度分布

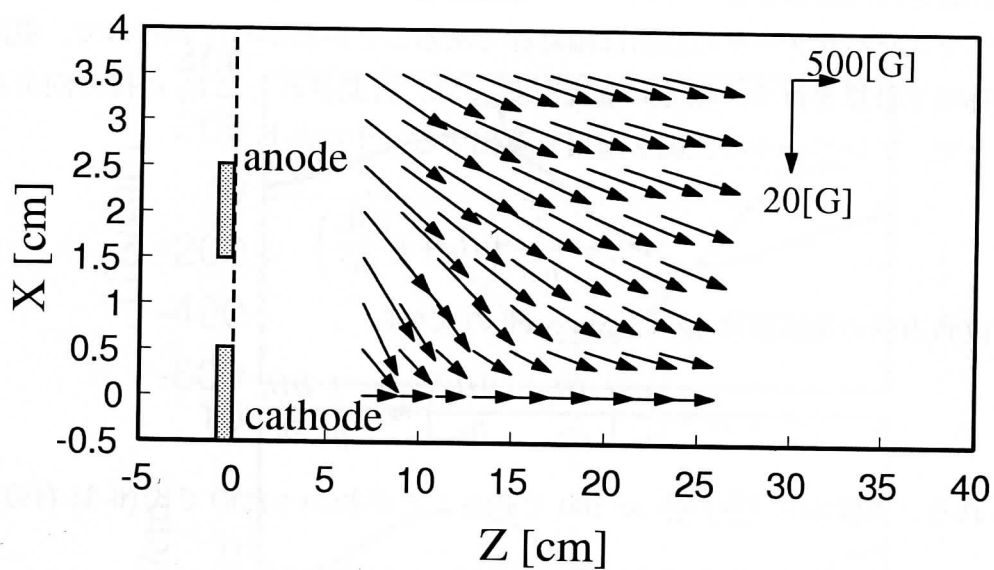


図 6-7: 一様磁場印加時の MPD 出口近傍の磁束密度ベクトル図

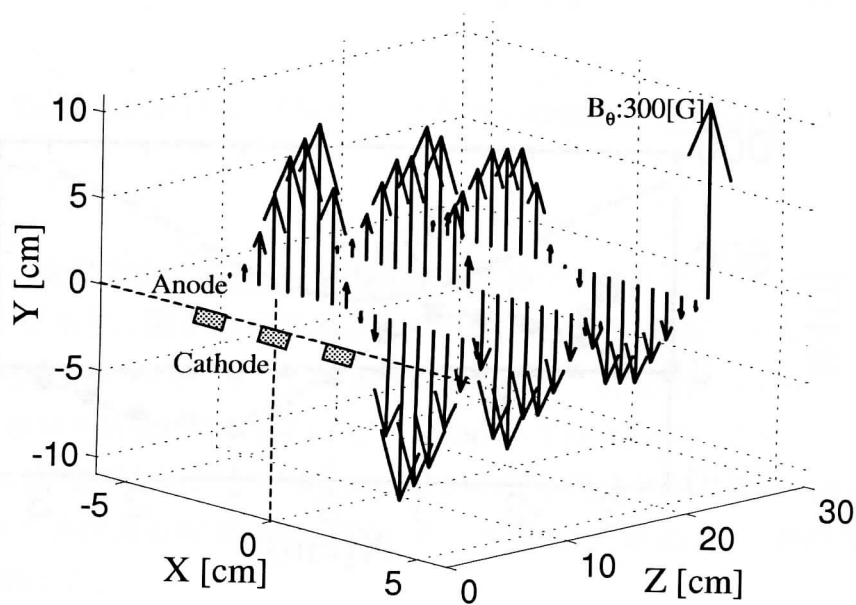


図 6-8: 一様磁場印加時の方位角方向の磁場変動

次に、計測された磁場分布からプラズマ電流密度を算出する．なお、これまでの分光計測などから、プラズマパラメータの分布は軸対称であることがわかっているため、電流算出においても軸対称の下計算を行う．軸方向電流密度 j_z は、計測された ΔB_θ の径方向分布を多項式近似することで、アンペールの法則を適用し算出する．すなわち、

$$j_z = \frac{1}{\mu_0 r} \left(B_\theta + r \frac{\partial B_\theta}{\partial r} \right) \quad (6-2)$$

また、方位角方向の電流密度 j_θ は、Maxwell の式から

$$j_\theta = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) \approx -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B_z}{\partial r} \quad (6-3)$$

で与えられる．実験から $\frac{\partial B_z}{\partial r} / \frac{\partial B_r}{\partial z} \approx 100$ であることがわかったため式 (6-3) 右辺第 1 項は省略した．

最後に、径方向の電流密度は、

$$j_r = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B_\theta}{\partial z} \quad (6-4)$$

で与えられる．これらの式を用いて、一様磁場中 $Z=7\text{cm}$ における磁場の径方向分布の算出結果を図 6-9 に、算出した電流密度分布を図 6-10 に示す．

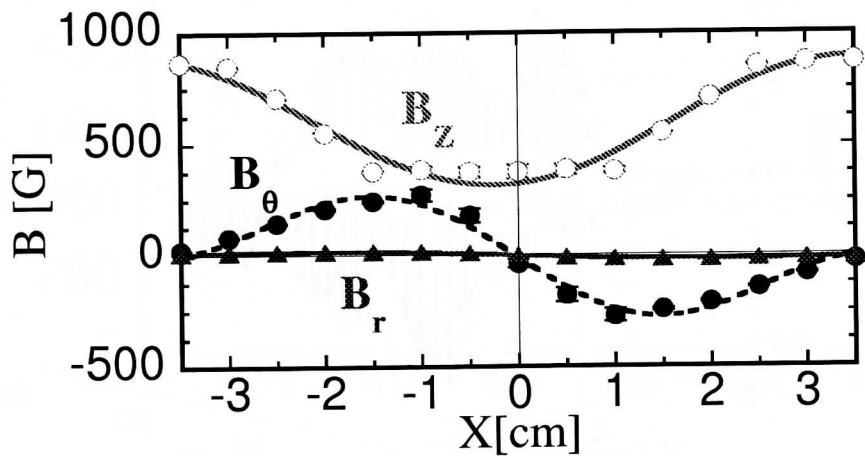


図 6-9: $Z=7\text{cm}$ における一様磁場中プラズマの磁場 $B[\text{G}]$ の径方向分布

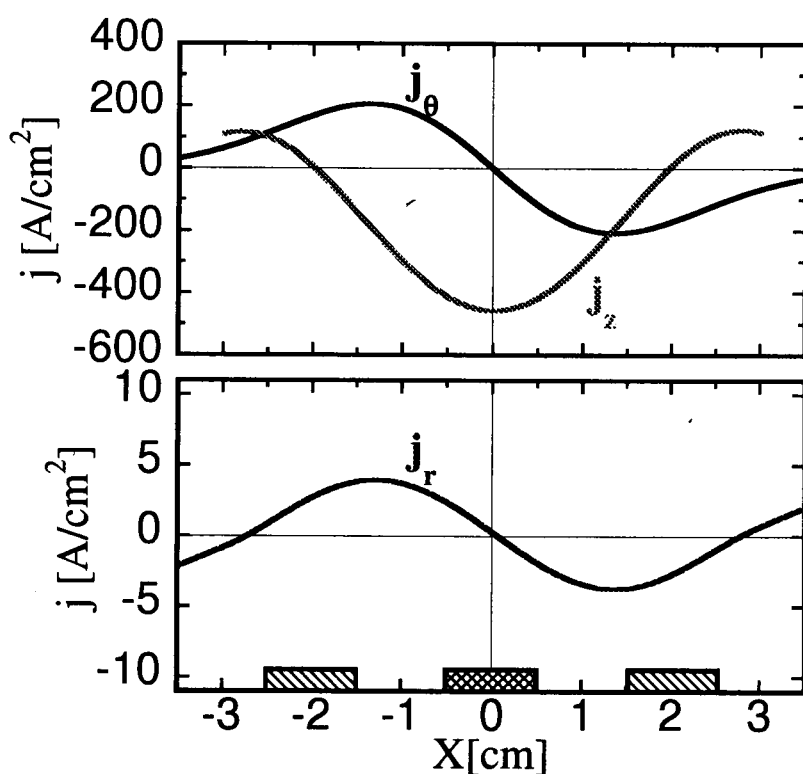


図 6-10: $Z=7\text{cm}$ における一様磁場中プラズマの電流密度 $j[\text{A}/\text{cm}^2]$ の径方向分布

プローブアレイを軸方向に掃引し、同様の算出方法で得られた軸方向のプラズマ電流の2次元分布を図6-11に示す。図6-11より軸方向の電流密度は陽極前面で正の電流、陰極前面では、負の電流の極大値が得られている。この正負の反転より、放電電流が下流への放電電流の吹き出し、磁力線を横切り陰極に流れ込むこと、したがって径方向電流成分の存在が明らかとなった。X-Z平面における径方向および軸方向成分からなる電流密度ベクトル図を図6-12に示す。また、図6-13より方位角方向(反磁性電流、ホール電流)の電流は、比較的大きな値を維持したまま下流へ推移した。

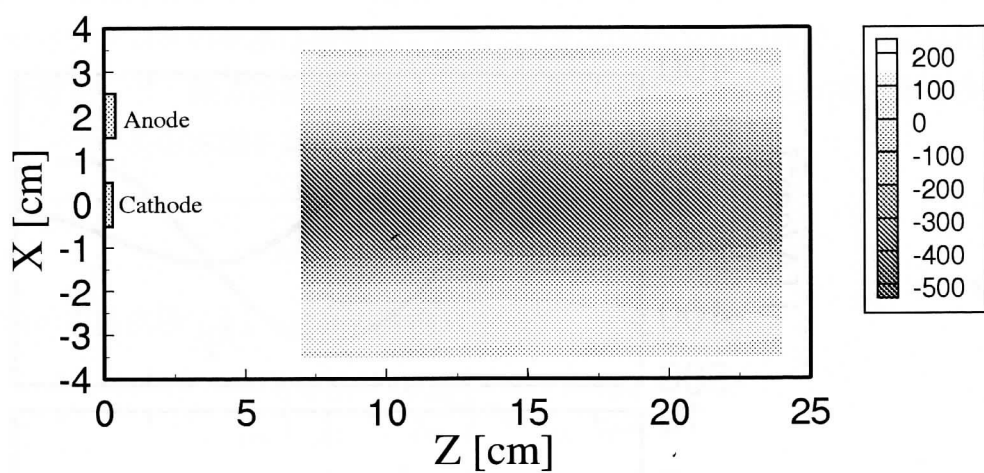


図 6-11: 軸方向電流密度 j_z [A/cm^2] の等高線図

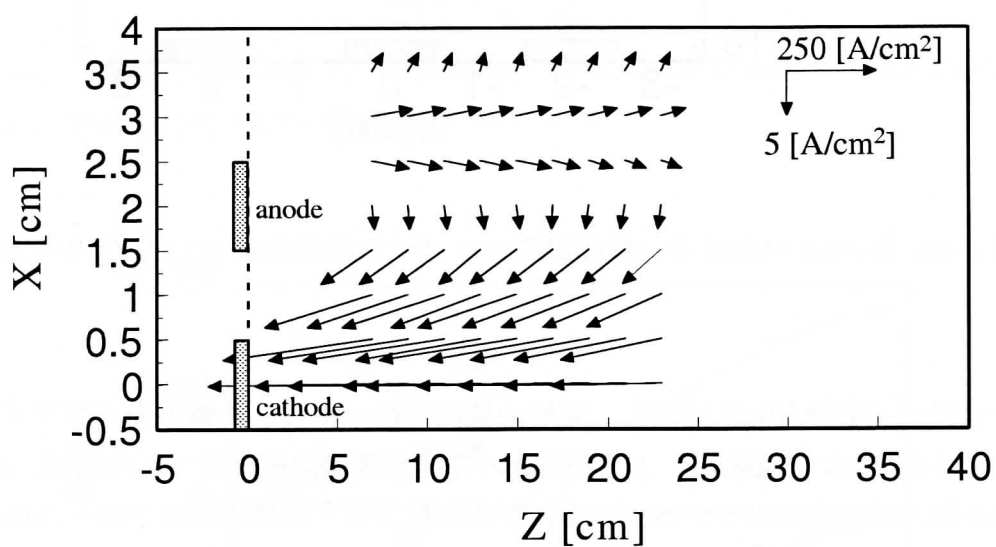


図 6-12: 一様磁場印加時の MPD 出口近傍の電流密度ベクトル図

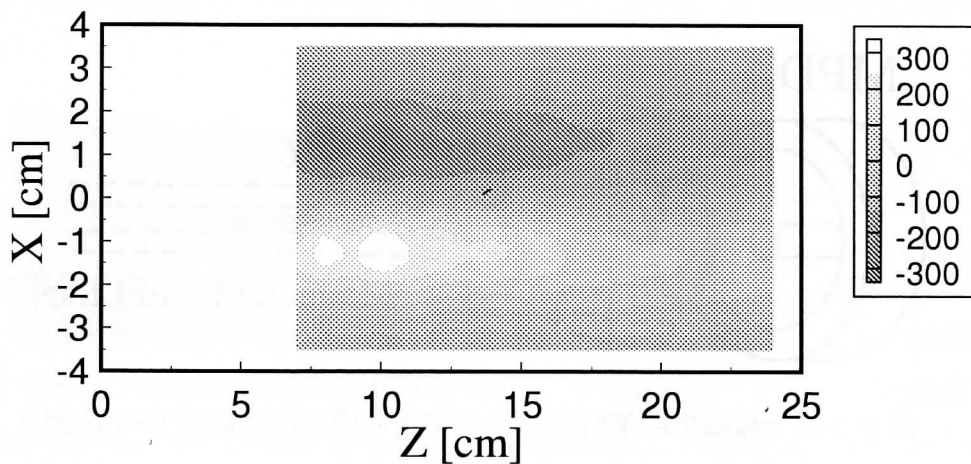


図 6-13: 方位角方向電流密度 j_θ [A/cm²] の等高線図

以上の計測および計算から、一様磁場印加時のプラズマ流中の磁場、プラズマ電流の空間分布をまとめると以下のようなになる。すなわち、下流に吹き出した放電電流が、磁力線を横切って陰極に流れ込むことにより自己誘起磁場 B_θ が生じる。MPD 出口近傍では高密度プラズマ流の生成に伴い、反磁性電流 j_θ が流れ、外部磁場 B_z を打ち消す方向に、磁場変動が生じる。このため MPD 出口近傍では磁力線がプラズマにより押し広げられる。この反磁性効果は、下流に進むにつれ弱まることから、磁力線の歪みも下流に進むにつれ少なくなる。これらのことより、らせん状収束型の磁気ノズルが自発的に形成されていることになる。従って、誘起される B_r は内向きであることになる。以上より MPD 出口近傍の磁場、電流の空間分布の概念図は図 6-14 および図 6-15 のようになる。

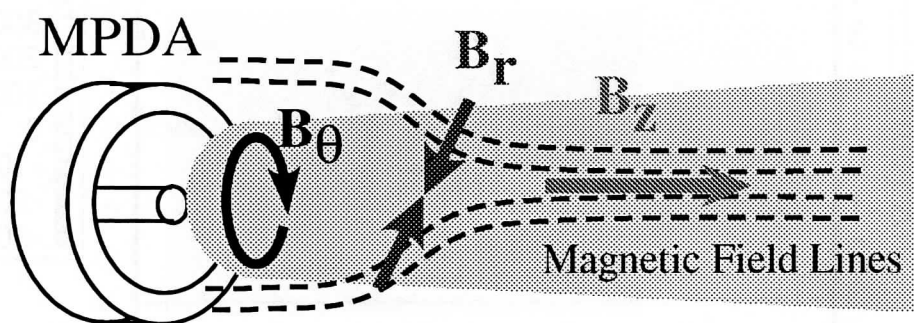


図 6-14: 一様磁場印加時のプラズマ中の磁場の空間分布の概念図

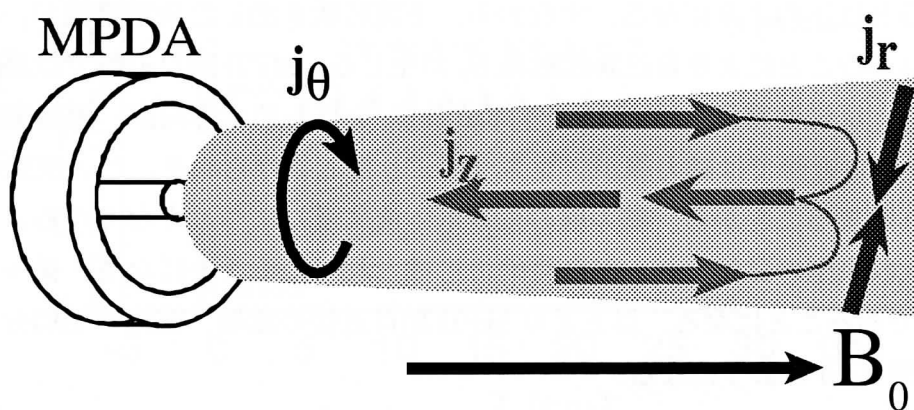


図 6-15: 一様磁場印加時のプラズマ中の電流密度の空間分布の概念図

磁気プローブアレイを用いた計測から、磁場および電流密度も空間分布が得られ、その結果よりプラズマ流中の電磁力 ($j \times B$ 力) の空間分布が得られる。算出は以下の式の従う。

$$F_r = j_\theta B_z - j_z B_\theta \quad (6-5)$$

$$F_\theta = j_z B_r - j_r B_z \quad (6-6)$$

$$F_z = j_r B_\theta - j_\theta B_r \quad (6-7)$$

$Z=7\text{cm}$ における電磁力の径方向分布を図6-16に示す。これより、プラズマに作用する電磁力3成分のうち、径方向成分が極めて大きいことがわかる。この力は $X < 0$ の領域で正、 $X > 0$ の領域で負であり、符号の定義から径方向内向き、すなわちピンチ力（自己収縮力）が作用していることがわかる。また、電磁力の方位角方向成分は、分光計測で得られた回転速度の向きと一致している。さらに、軸方向の加速力 F_z は負の値である。このことから、軸方向加速を妨げる何らかの制動力の存在が示唆される。磁場および電流密度の2次元分布から算出した電磁力の各成分の2次元分布を図6-17から図6-20に示す。ただし、図6-19は、 X - Z 平面上における F_r , F_z からなるベクトル図である。

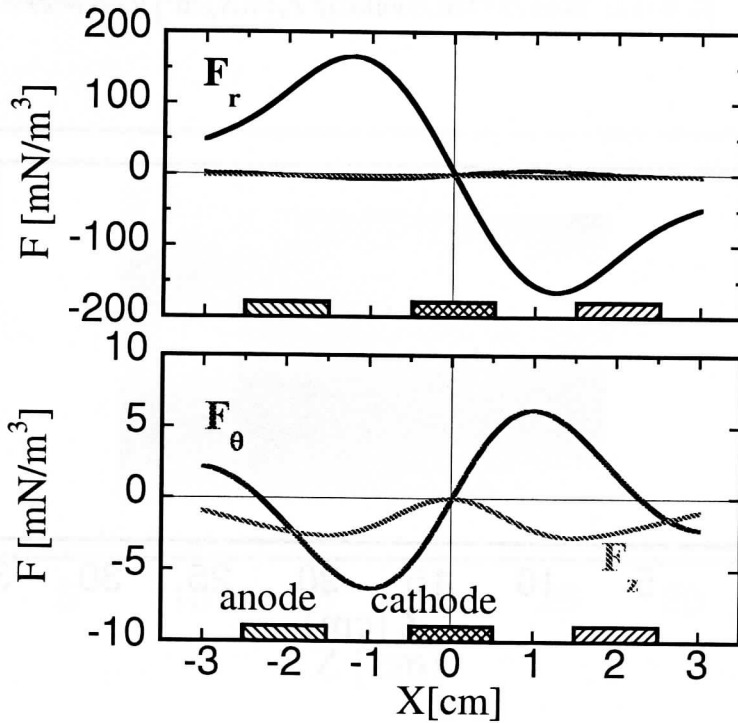


図 6-16: $Z=7\text{cm}$ における一様磁場中プラズマの電磁力 $F[\text{N}/\text{cm}^3]$ の径方向分布

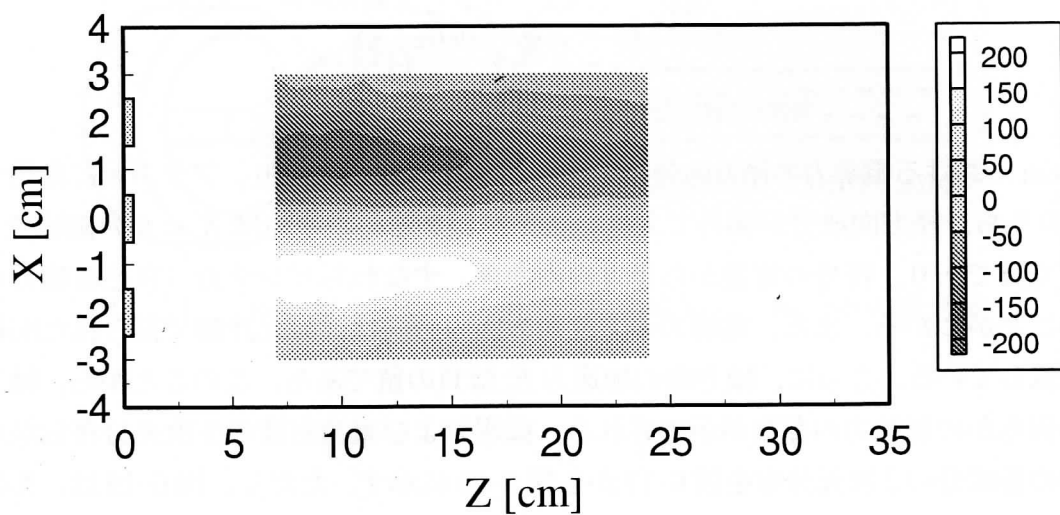


図 6-17: 電磁力の径方向成分 F_r [mN/m³] の等高線図

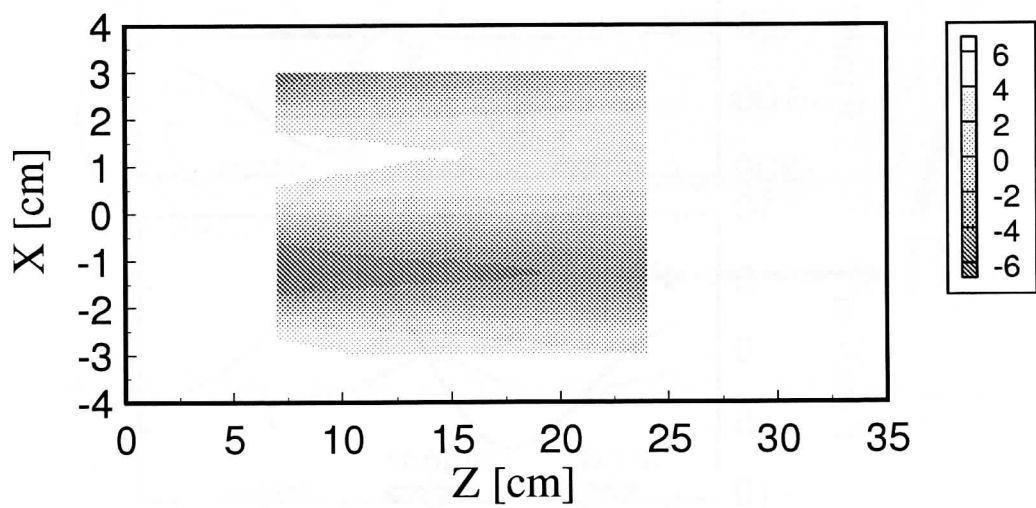


図 6-18: 電磁力の方位角方向成分 F_θ [mN/m³] の等高線図

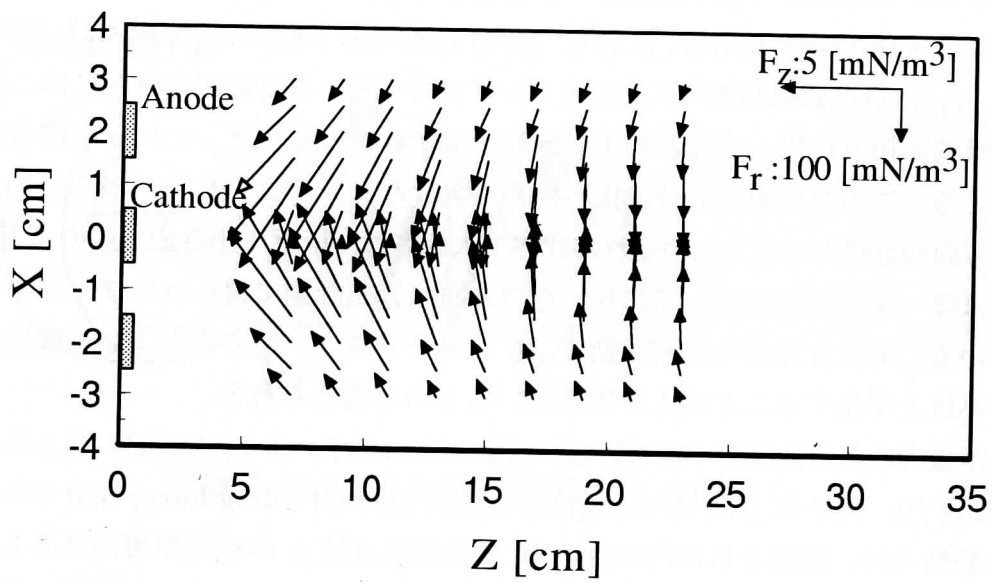


図 6-19: 一様磁場印加時の MPD 出口近傍における電磁力ベクトル図

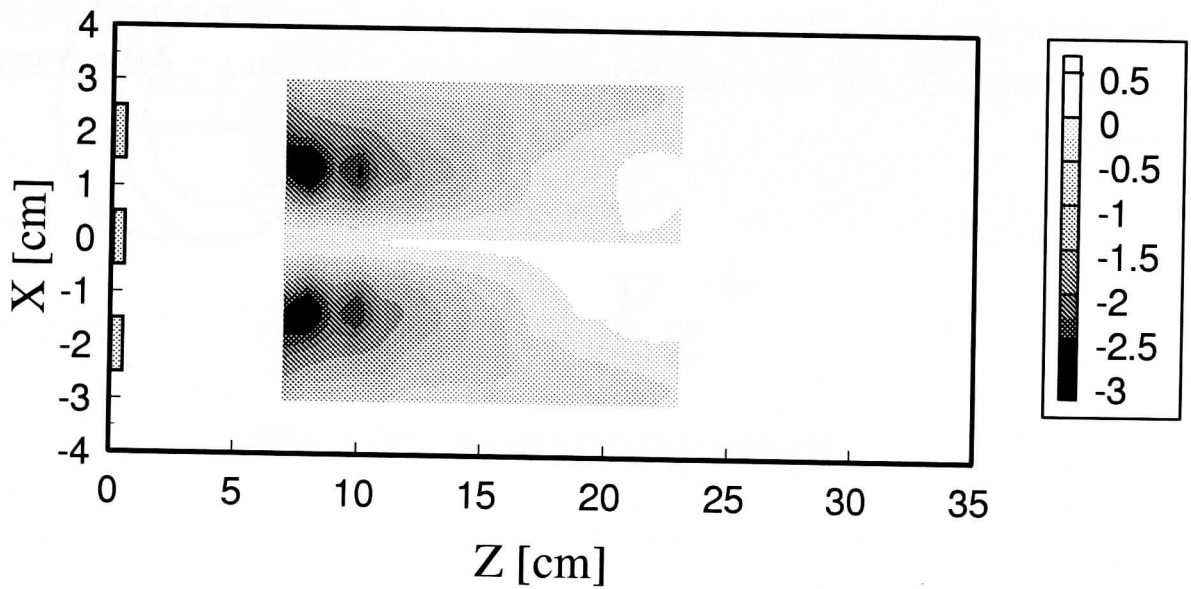


図 6-20: 電磁力の軸方向成分 F_z [mN/m³] の等高線図

径方向のピンチ力は $Z = 30 \text{ cm}$ 程度の下流域まで比較的大きな値を維持している。電磁力の径方向成分 F_r の模式図を図 6-21 に示す。(6-5) 式右辺第 1 項が F_{r1} に相当し、第 2 項が F_{r2} に相当する。 F_{r2} は自己磁場加速時に生じるピンチ力であり、外部磁場印加時にはこれに外部磁場と反磁性電流の相互作用、すなわち F_{r1} が重畳されることとなり、これら電磁力は互いに同方向に作用する。このため他の成分に比べ極めて大きなピンチ力が作用することになる。

方位角方向の電磁力は径方向のそれに比べて大きさは 1 桁近く小さいものの、下流 $Z = 30 \text{ cm}$ 程度まではほぼ一定の値を維持しており、その方向は分光計測で得られたプラズマの回転方向と一致している。方位角方向の回転運動は、 $E \times B$ ドリフト、遠心力および反磁性ドリフトがプラズマの粘性と平衡することにより生じているものと考えられる。

また、電磁力の軸方向成分 F_z の模式図を図 6-22 に示す。(6-7) 式の第 1 項 $j_r B_\theta$ が $+Z$ 方向の電磁力 (加速力)、第 2 項 $j_\theta B_r$ が $-Z$ 方向の電磁力 (制動力 ; drag force) 成分であることがわかる。この制動力は、誘起された内向きの B_r と反磁性電流 j_θ の相互作用によるものであり、いずれも外部磁場印加に起因するものである。MPD 出口近傍では、第 1 項と第 2 項がほぼ同程度であり、とくに電極近傍では第 2 項が第 1 項を上回っていることがわかる。

以上のことから、外部一様磁場印加時の MPD プラズマ流には、反磁性電流と誘起された径方向磁場の相互作用が制動力として作用し、自発的に形成される収束ノズル領域では加速を妨げていることが初めて明らかとなった。この制動力を加速力に変換できれば効率の良い電磁加速が期待できる。その手法の一つとして、プラズマ流中の径方向磁場成分の符号を反転させることが挙げられる。次節では外部磁場形状を発散型磁気ノズル形状とした場合の実験結果を述べる。

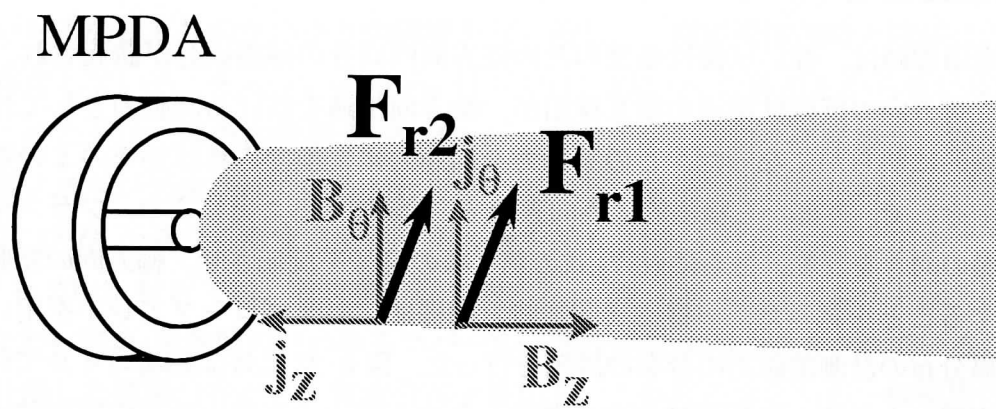


図 6-21: 電磁力の径方向成分 F_r の模式図

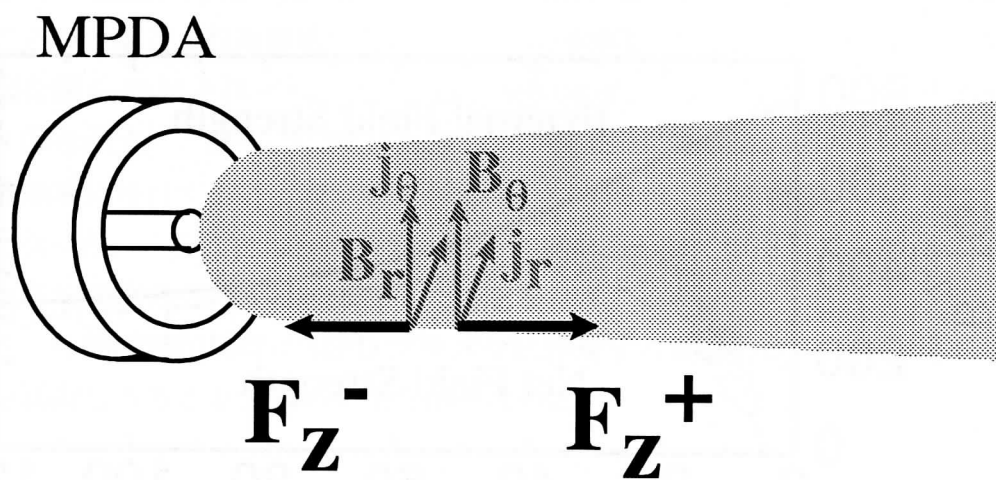


図 6-22: 電磁力の軸方向成分 F_z の模式図

6.2 発散型磁場印加時のプラズマ流中2次元磁場分布

一様磁場印加時は、強い反磁性効果のため径方向内向きの磁場成分が誘起され、この径方向磁場と方位角方向の反磁性電流の相互作用が、軸方向加速を妨げる制動力として作用していることが実験的に明らかになった。この制動力を加速力に変換できれば効率のよい電磁加速が期待できる。そこで、外部から積極的に外向きの B_r を印加することにより、プラズマ中の正味の径方向磁場の向きを反転、さらに (6-7) 式の第2項の符号を反転させ、軸方向の制動力を加速力への変換することを試みた。一様磁場印加時と同様に、磁気プローブアレイを用いてプラズマ流中の磁場分布の計測電磁力の分布の評価を行った。図6-23に外部磁場コイルで印加した発散型磁場（実線）と計測した反磁性出力を考慮した中心軸上の正味の軸方向磁場強度（点線）を示す。ただし、一様磁場印加時と同様に、放電電流は7.2kA、推進剤にはヘリウムを用い、その流量は0.1g/sである。

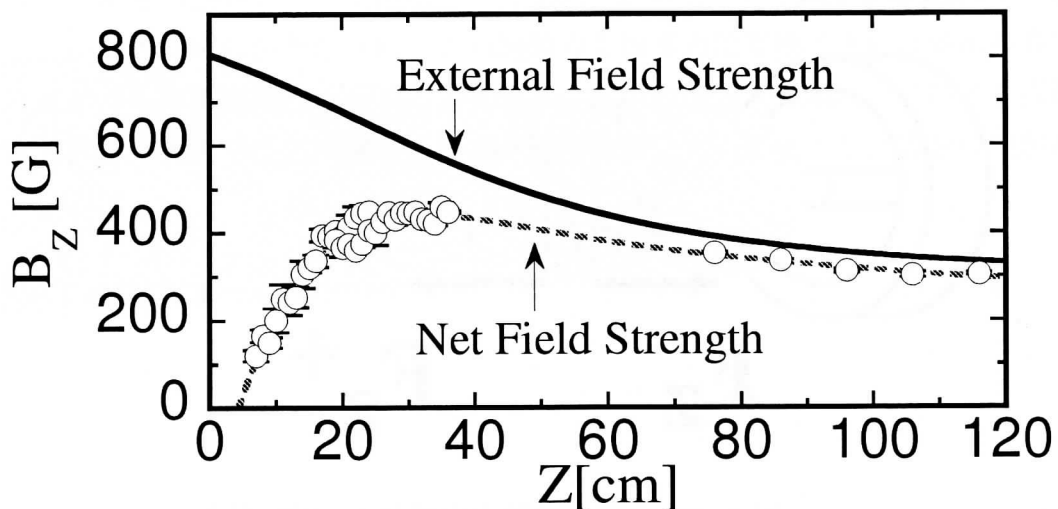


図 6-23: 発散型磁場印加時の中心軸上の磁場強度分布

発散型磁場印加時においても、MPD 近傍 $Z=7-20\text{cm}$ の領域では依然として反磁性効果が強く、外部から印加した外向きの径方向磁場を打ち消し、一様磁場印加時と同様に内向きの径方向磁場が存在している。 $Z = 25 \sim 30 \text{ cm}$ 付近では、 dB_z/dz の値が正から負に反転している。すなわちこのことは、径方向磁場 B_r の向きが、内向きから外向きに変換し、緩やかに広がる発散型磁気ノズルが形成されていることを示している。発散型磁場印加時におけるプラズマ流中の B_r および B_z からなる磁束密度ベクトル図を図 6-24 および図 6-25 に示す。これらの図より、 $Z = 7 \sim 20 \text{ cm}$ 付近では、収束型の磁力管、 $Z = 25 \sim 30 \text{ cm}$ 付近より下流では発散型の磁力管、すなわち収束-発散型のいわゆるラバールノズルが自発的に形成されていることが明らかである。計測した磁場分布から、電流分布を算出し、これらの分布から一様磁場印加時と同様に (6-5) 式～(6-7) 式を用いて電磁加速力の空間分布を評価した。収束領域である $Z = 19 \text{ cm}$ における電磁力 3 成分の径方向分布を図 6-26 に示す。また、発散領域である $Z = 36 \text{ cm}$ における電磁力 3 成分の径方向分布を図 6-27 に示す。これらの図より、ノズル収束、発散領域ともに電磁力の径方向成分 F_r 、すなわちピンチ力が他の成分に比べ極めて大きいことがわかる。方位角方向の電磁力 F_θ は一様磁場印加時と同様にプラズマの回転方向と同じ方向に作用している。また、軸方向の電磁力 F_z は、収束領域においては負の値であるが、発散領域では正の値に反転していることがわかる。収束領域における F_z の等高線図を図 6-28 に、 F_z と F_r からなる電磁力ベクトル図を図 6-29 にそれぞれ示す。同様に発散領域についても図 6-30 に等高線図、図 6-31 にベクトル図を示す。これらの空間分布図から、自発的に形成されるラバールノズルの収束領域から発散領域に移行することでプラズマ流に作用する軸方向の電磁力の符号が反転することが明らかとなった。このことは一様磁場印加時に制動力として作用していた (6-7) 式の第 2 項の符号を反転させ加速力への変換に成功したことを示す。

以上より、外部磁場印加時に MPD プラズマに作用する電磁力は、外部磁場形状のみによりその分布を制御しうるということが初めて明らかとなった。

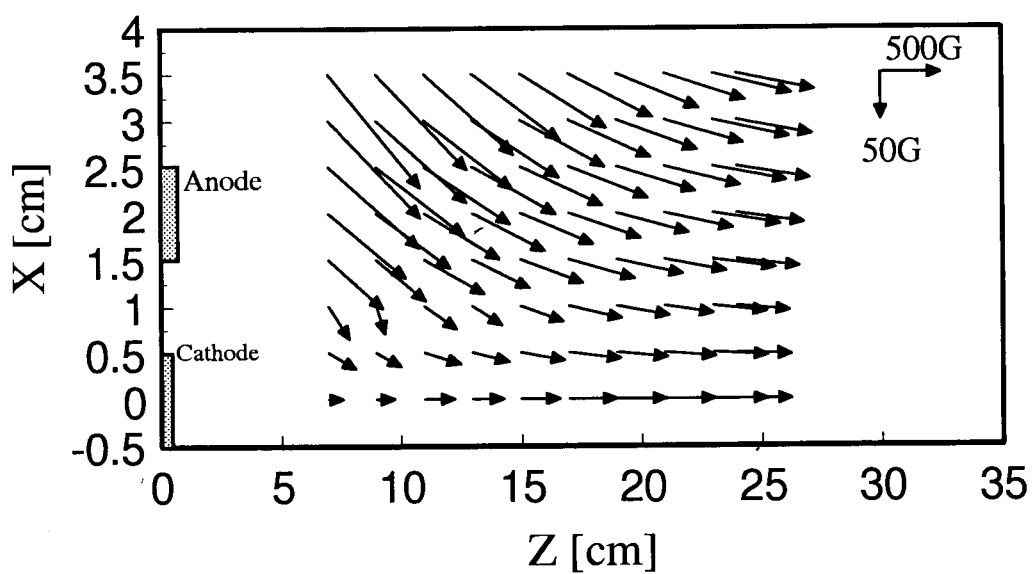


図 6-24: 発散型磁場印加時におけるプラズマ流中の磁束密度ベクトル図 ($Z = 7 \sim 20$ cm)

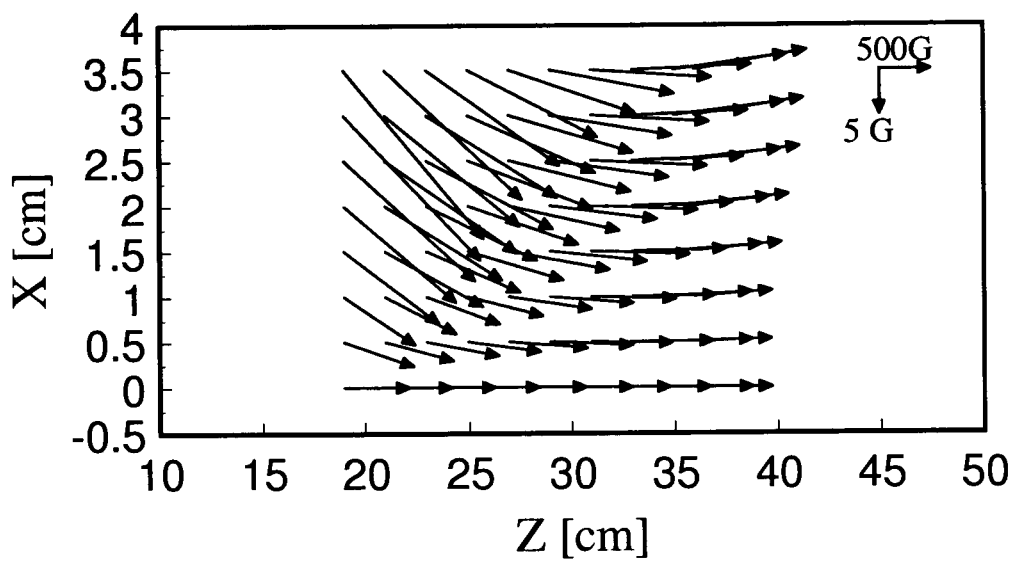


図 6-25: 発散型磁場印加時におけるプラズマ流中の磁束密度ベクトル図 ($Z = 20 \sim 36$ cm)

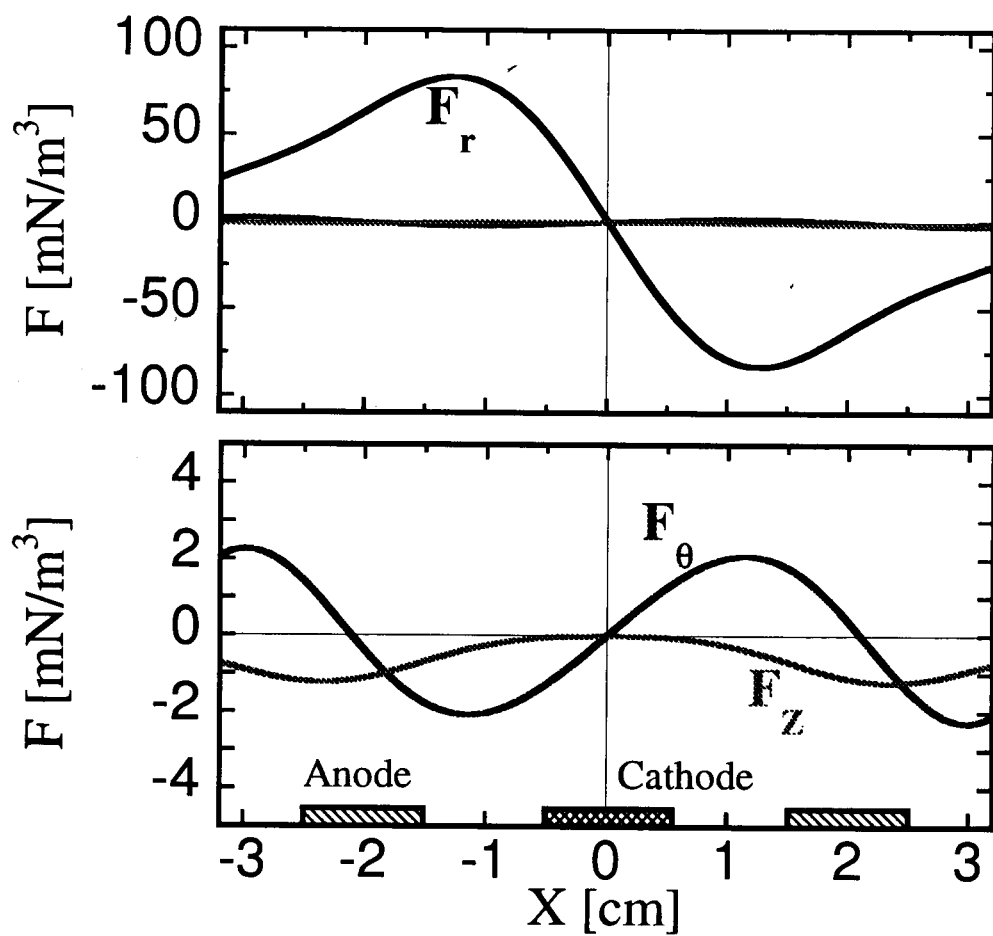


図 6-26: 発散型磁場印加時の電磁力の径方向分布 ($Z = 19 \text{ cm}$)

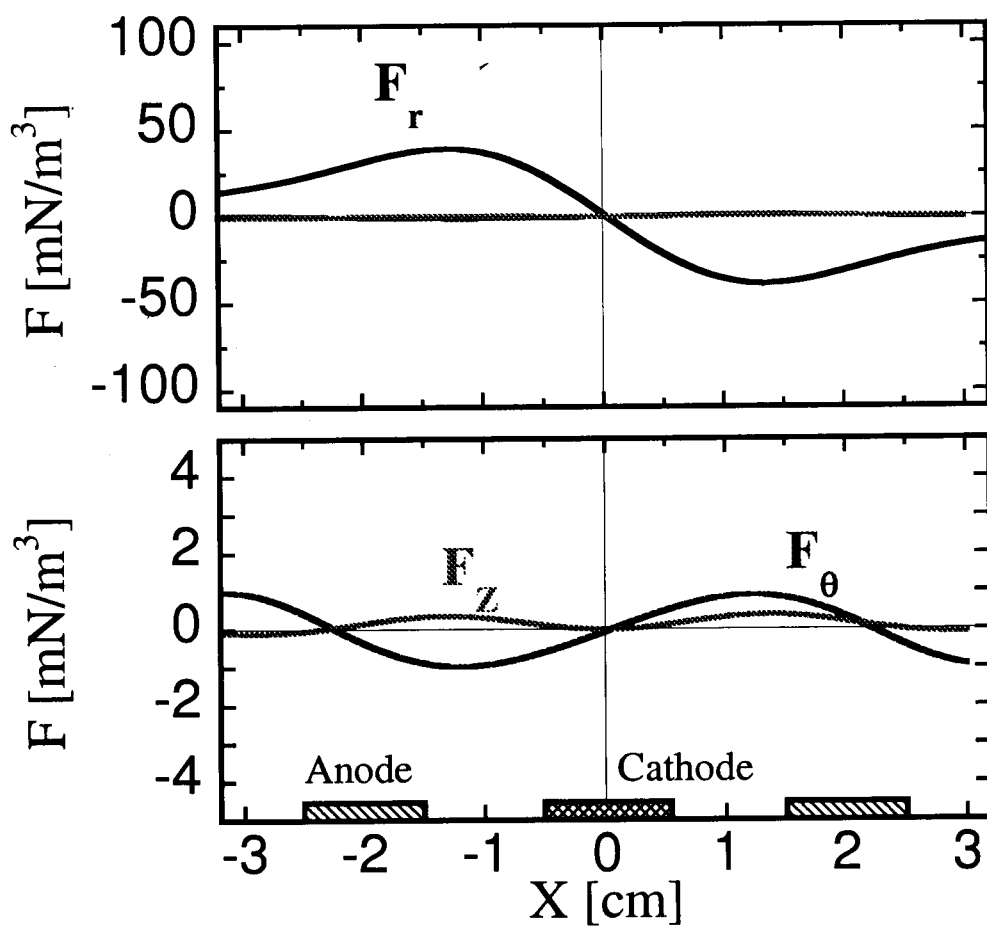


図 6-27: 発散型磁場印加時の電磁力の径方向分布 ($Z = 36$ cm)

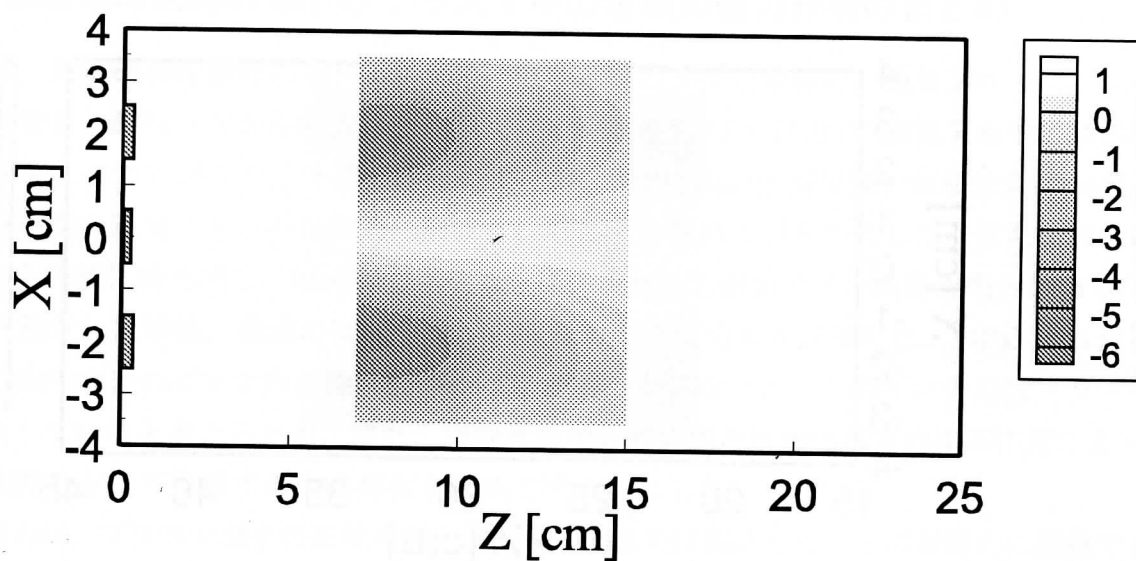


図 6-28: 発散型磁場印加時の収束領域における電磁力の軸方向成分 F_z [mN/m³] の等高線図

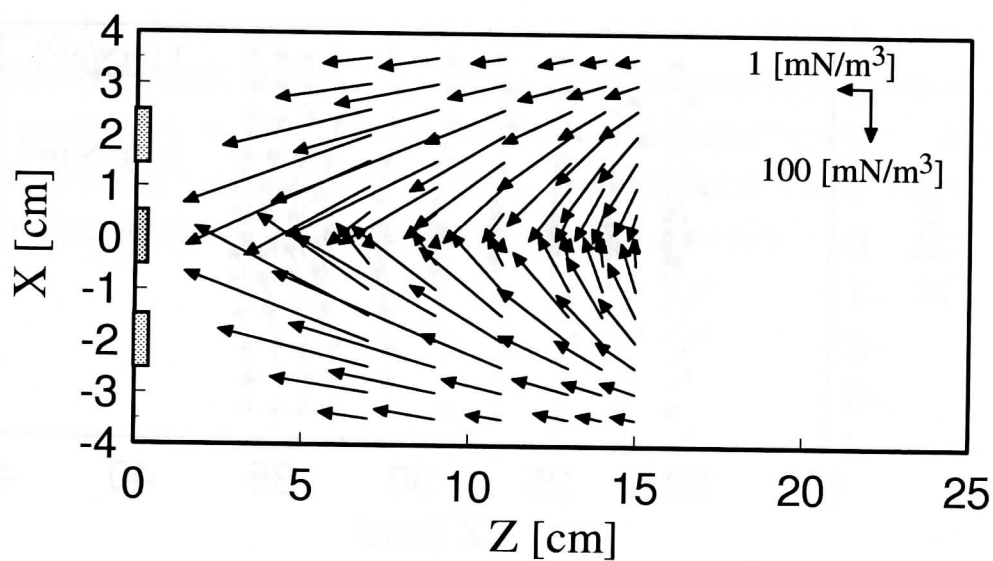


図 6-29: 発散型磁場印加時の収束領域における電磁力ベクトル図

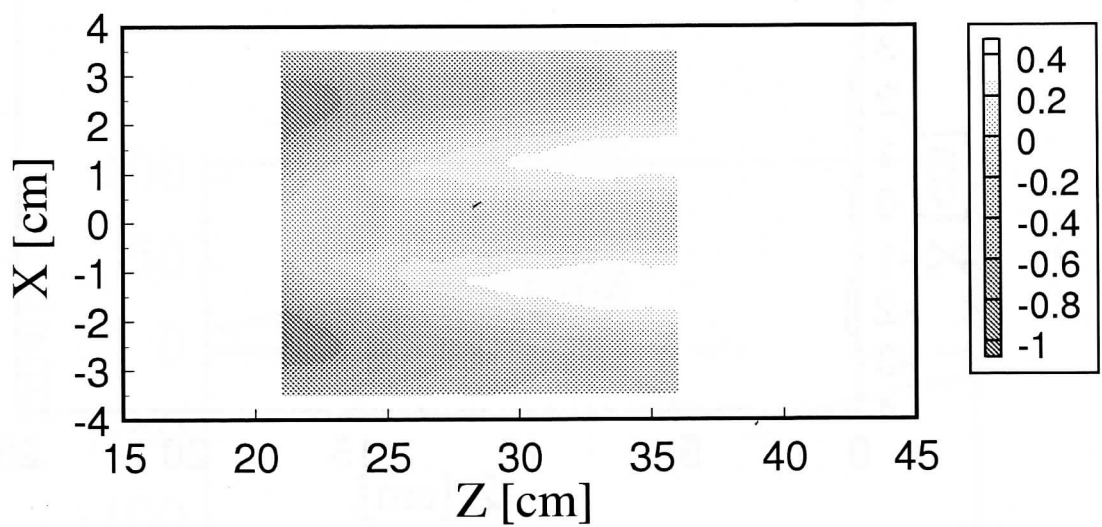


図 6-30: 発散型磁場印加時の発散領域における電磁力の軸方向成分 F_z [mN/m³] の等高線図

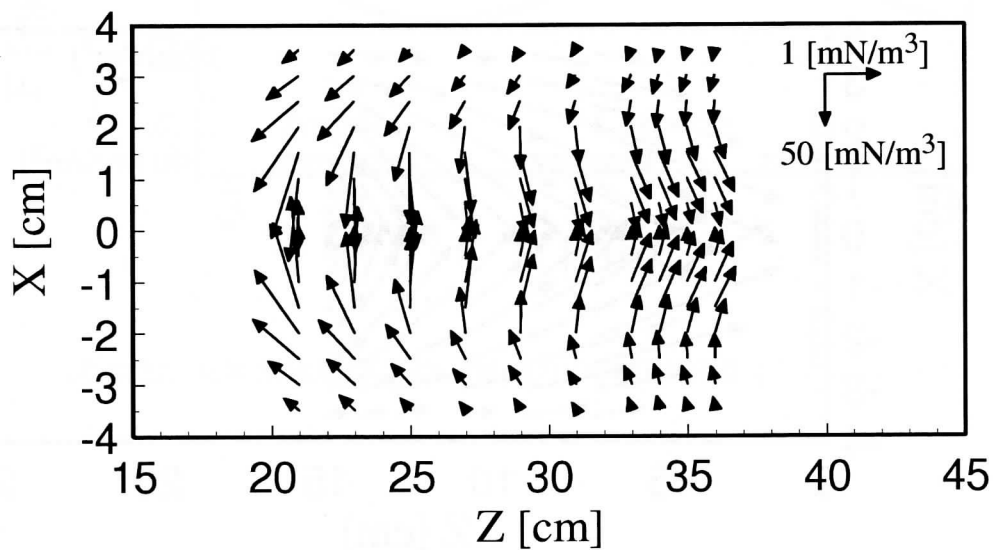


図 6-31: 発散型磁場印加時の発散領域における電磁力ベクトル図

6.3 外部磁場印加時のMPDプラズマ中の電磁加速力分布のまとめ

本章では、外部磁場印加時のMPDプラズマ中の磁場の2次元分布を、磁気プローブアレイを用いて計測し、磁場分布から電流分布を算出、電磁加速力($j \times B$ 力)の空間分布を実験的に評価した結果について述べた。外部一様磁場中では、MPD出口近傍で強い反磁性効果が現れるため、収束型の磁気ノズルが自発的に形成されることを初めて明らかにした。また、放電電流が陽極から下流に吹き出し、磁力線を横切り陰極に流れ込む電流分布の描像を明らかにした。さらに、計測された磁場、電流の空間分布から電磁力の空間分布を評価した。MPD出口近傍では、径方向内向きのピンチ力が極めて強いことが明らかになった。このピンチ力はプラズマ圧力と平衡していると考えられる。また、内向きの径方向磁場と反磁性電流の相互作用により、軸方向に制動力として作用する力の存在を初めて明らかにした。

この制動力は、プラズマ流中の正味の径方向磁場の向きを反転させることで加速力に変換できると考えられる。そこで、発散型外部磁場を印加し、電磁力の空間分布の計測を試みた。MPD出口近傍は依然として、強い反磁性効果が観測されたが、下流に進むにつれ、外部から印加した外向きの径方向磁場が支配的になり、 $Z = 25 \sim 30$ cm付近で径方向磁場 B_r の向きが、内向きから外向きに反転していることを確認した。すなわち、収束-発散型のラバールノズルが自発的に形成されることを明らかにした。一様磁場印加時と同様に、磁場、電流から電磁力の空間分布を評価すると、発散型磁場印加時においてもピンチ力が他の成分に比べ極めて大きく、ノズル収束領域から発散領域に移行するにしたがい、電磁力の軸方向成分 F_z が負から正に変換されていることが明らかになった。すなわちこれは、一様磁場印加時に存在した制動力を、発散型外部磁場により加速力に変換することに成功した初の実験結果であり、MPDプラズマ流に作用する電磁力は外部磁場形状で制御しうることを示すものである。

6.4 ラバー型磁気ノズル重畳時における電磁力評価

6.4.1 ラバー型磁気ノズル近傍の磁場強度分布

前章で分光測定などによって各パラメータを計測した二種類のラバー型磁気ノズル配位において磁気プローブを用いた磁場強度および電磁力分布の評価を行った。計測を行った磁場配位は局所磁場コイル No.1 のみを用いた場合 (Type1) と, No.1 および 2 の 2 つのコイルを用いて形成した場合 (Type2) である。最大ノズル重畳磁場強度 B_{LN} は 0.06T で同一条件で行った。

まず, 磁気プローブを用いてノズル近傍における変動磁場を測定した。実験条件は $I_d = 6.4kA$, ガス流量 $dm/dt = 0.1g/sec$, 外部一様磁場強度 $B_0 = 0.087T$, 最大ノズル磁場強度 $B_{LN} = 0.06T$ である。Z=9cm~60cm の範囲で軸方向の変動磁場測定を行った結果を図 6-32, 図 6-33 に示す。また磁気ノズルを形成した場合の真空磁場強度分布に測定した変動磁場強度を加えた正味の磁場強度分布を Type1, Type2 についてそれぞれ図 6-34, 図 6-35 に示す。

磁気ノズル上流部では高密度プラズマ流の反磁性効果により磁場強度は大きく減少していることが分かる。また Z=10cm, 17cm, 25cm の位置において径方向・周方向・軸方向変動磁場の径方向分布の測定を行った。Type1 の結果を図 6-36 に, Type2 の結果を図 6-37 に示す。Type1, Type2 の磁気ラバーノズルを形成した場合の変動磁場強度の値を比較してみるとほとんど違いがないことが分かる。

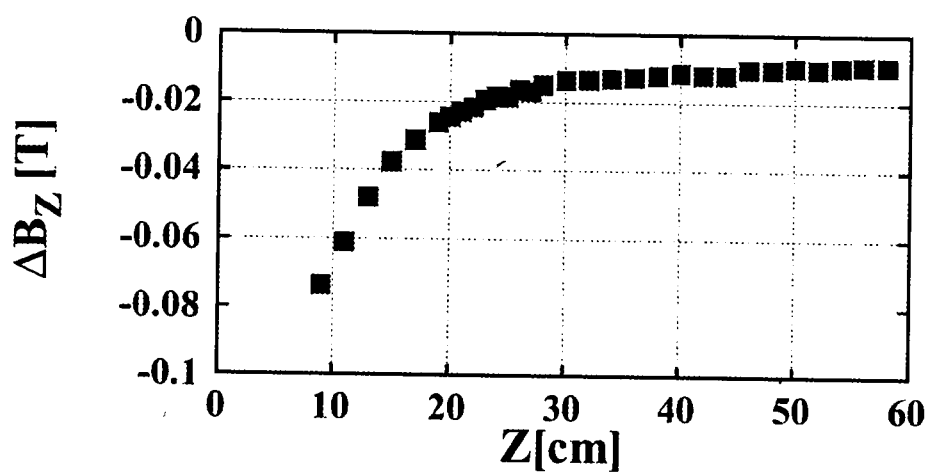


図 6-32: 磁気ノズル Type1 形成時の軸方向変動磁場強度 ΔB_z

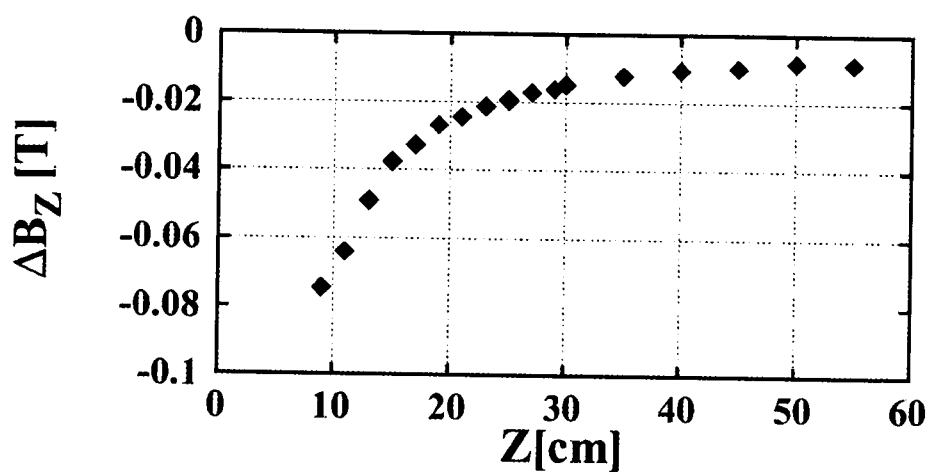


図 6-33: 磁気ノズル Type2 形成時の軸方向変動磁場強度 ΔB_z

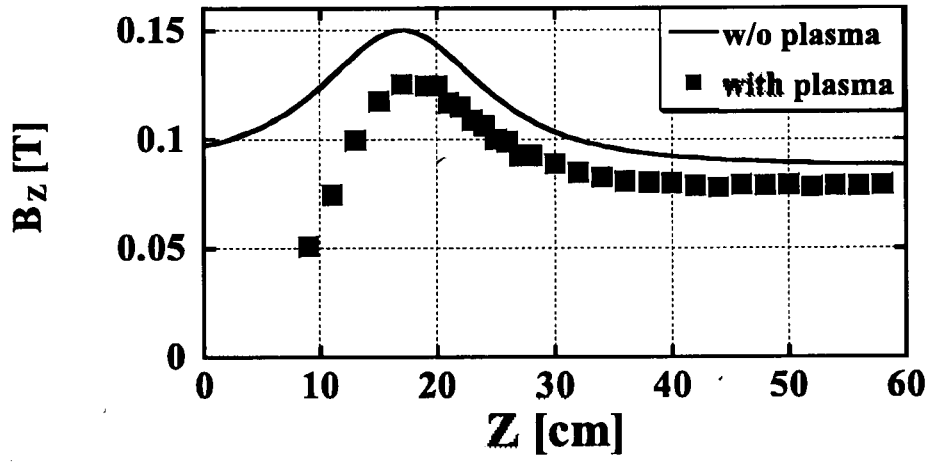


図 6-34: 磁気ノズル Type1 形成時の軸方向磁場強度 B_z

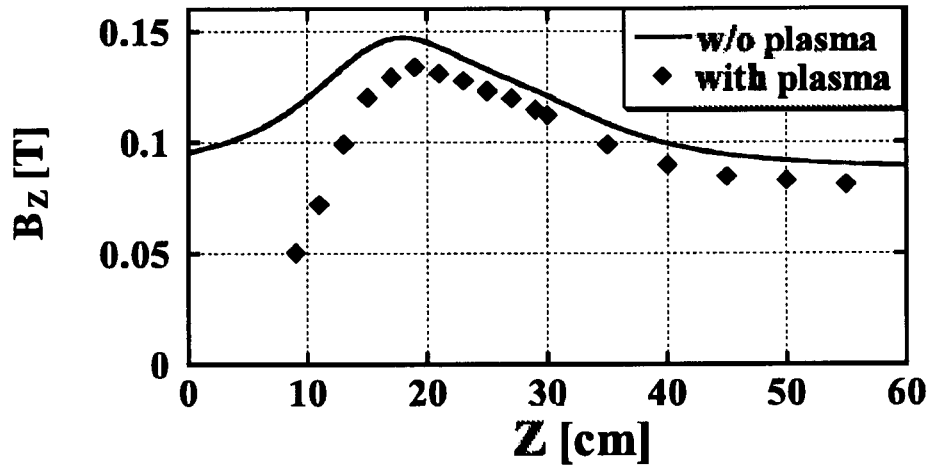


図 6-35: 磁気ノズル Type2 形成時の軸方向磁場強度 B_z

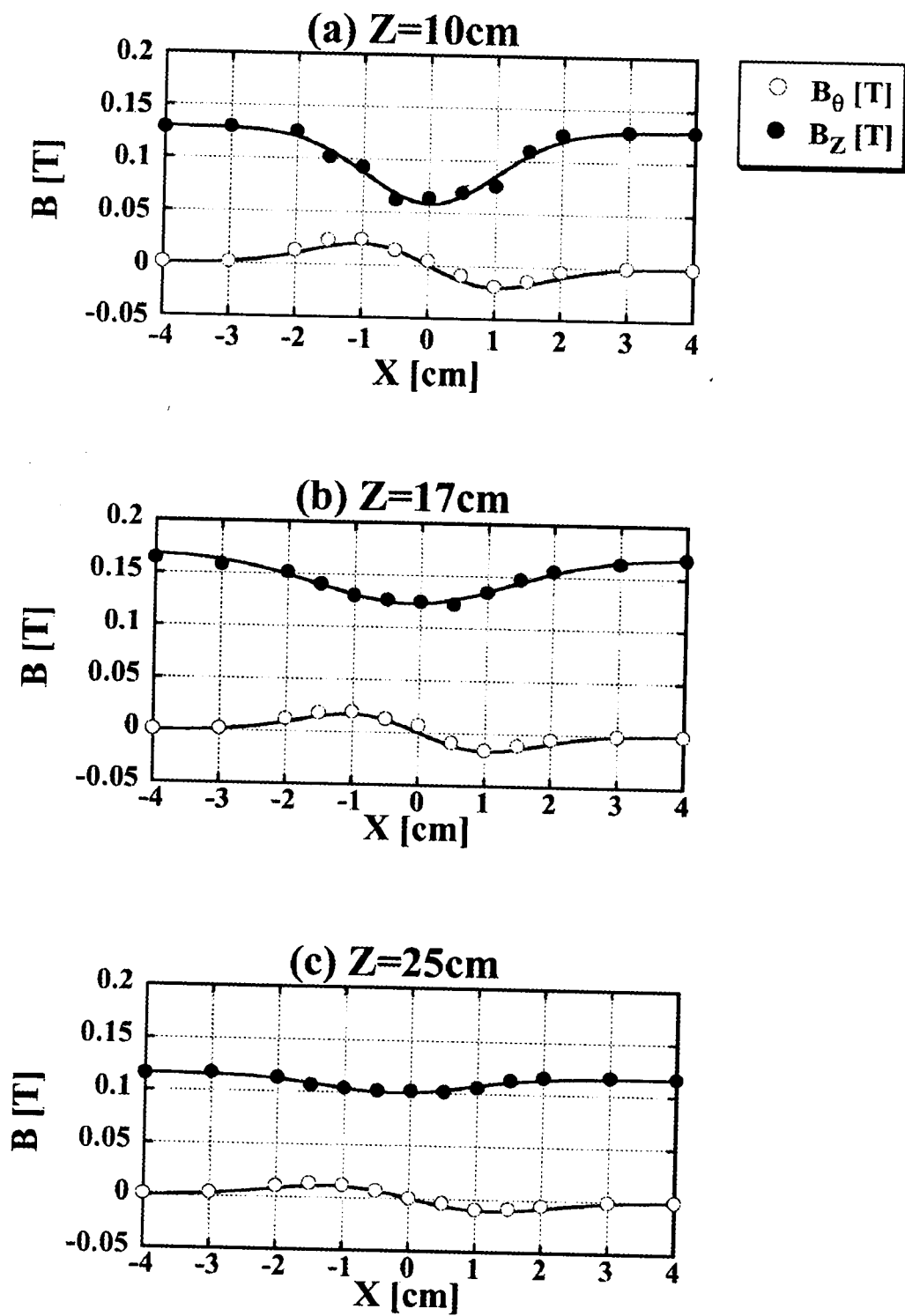


図 6-36: 磁気ノズル Type1 形成時の磁場強度径方向分布 B_z, B_θ

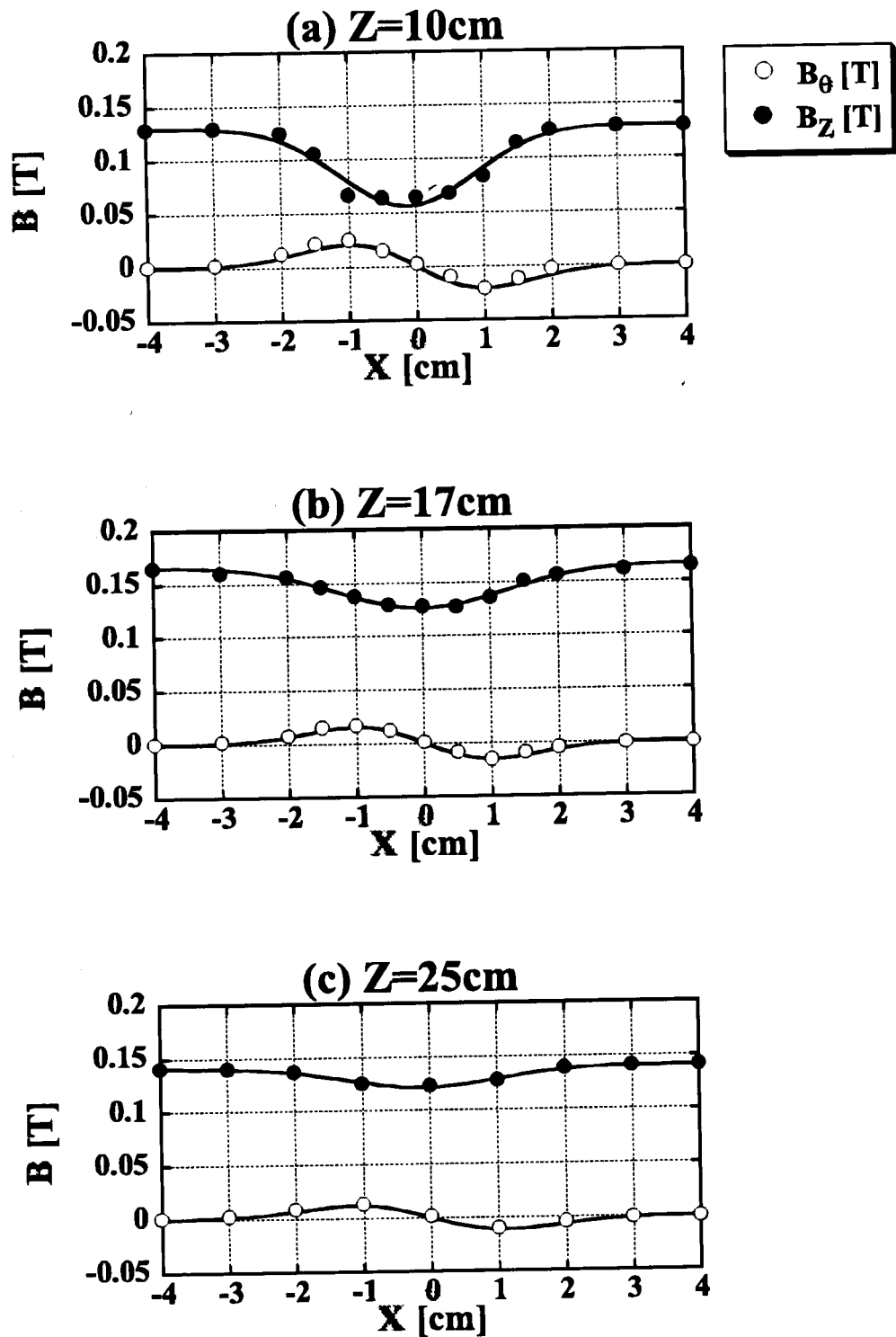


図 6-37: 磁気ノズル Type2 形成時の磁場強度径方向分布 B_z, B_θ

6.4.2 磁気ノズル近傍の電流密度および電磁力分布

測定により得られた正味の磁場強度分布からプラズマ流中の電流密度分布を算出する．計算にはプラズマ流が軸対称であることを仮定し，前節と同様にして Maxwell 方程式より得られる式 (6-2)～(6-4) を用い電流密度を算出した．

磁気ラバールノズル Type1, Type2 を形成した場合の電流密度分布を図 6-38, 図 6-39 にそれぞれ示す．上から $Z=10\text{cm}$, 17cm , 25cm における径方向分布を示している．Type1, Type2 共に放電部からの電流が磁気ノズル下流にまで吹き出していることがわかる．また周方向の反磁性電流が $Z=10\text{cm}$ で最大で約 $350\text{A}/\text{cm}^2$, $Z=17\text{cm}$ のノズルスロート位置でも最大で約 $150\text{A}/\text{cm}^2$ 流れていることが分かる．

また，測定した磁場強度分布と，磁場強度分布から算出した電流密度分布よりプラズマに働く電磁力を算出した．電磁力の各成分は式 (6-5)～(6-7) を用いて計算された．

Type1, Type2 を形成した場合の電磁力の空間分布を図 6-40, 図 6-41 と図 6-42, 図 6-43 にそれぞれ示す．電磁力の径方向成分は $j_\theta B_Z$ が $j_Z B_\theta$ に比べ一桁程大きな値となり，電磁力は内向きに働いている． $Z=10\text{cm}$, 17cm , 25cm のどの位置においても電磁力は内向きとなっている．また周方向成分は $j_r B_Z$ が $j_Z B_r$ に比べ二桁程大きくなっている．測定した3点でこの電磁力が働く方向は分光計測により観測されているイオンの回転方向と同じ方向である． Z 軸方向成分の電磁力は $j_\theta B_r$ が $j_r B_\theta$ に比べ大きく， $Z=10\text{cm}$, 17cm ではプラズマ流を減速させる方向に， $Z=25\text{cm}$ では加速させる方向に働いている．

以上の結果，磁場強度分布と同様に電流分布および電磁力分布に関しても Type1, Type2 の磁場配位において大きな違いは見られなかった．従って，分光計測で得られた流速やマッハ数などの軸方向分布の違いは，わずかのノズル形状の差異によってもたらされたものであり，両者の条件下でプラズマに直接働く電磁力の違いはほとんどなく，流体的な挙動の差異があらわれたものと解釈できる．

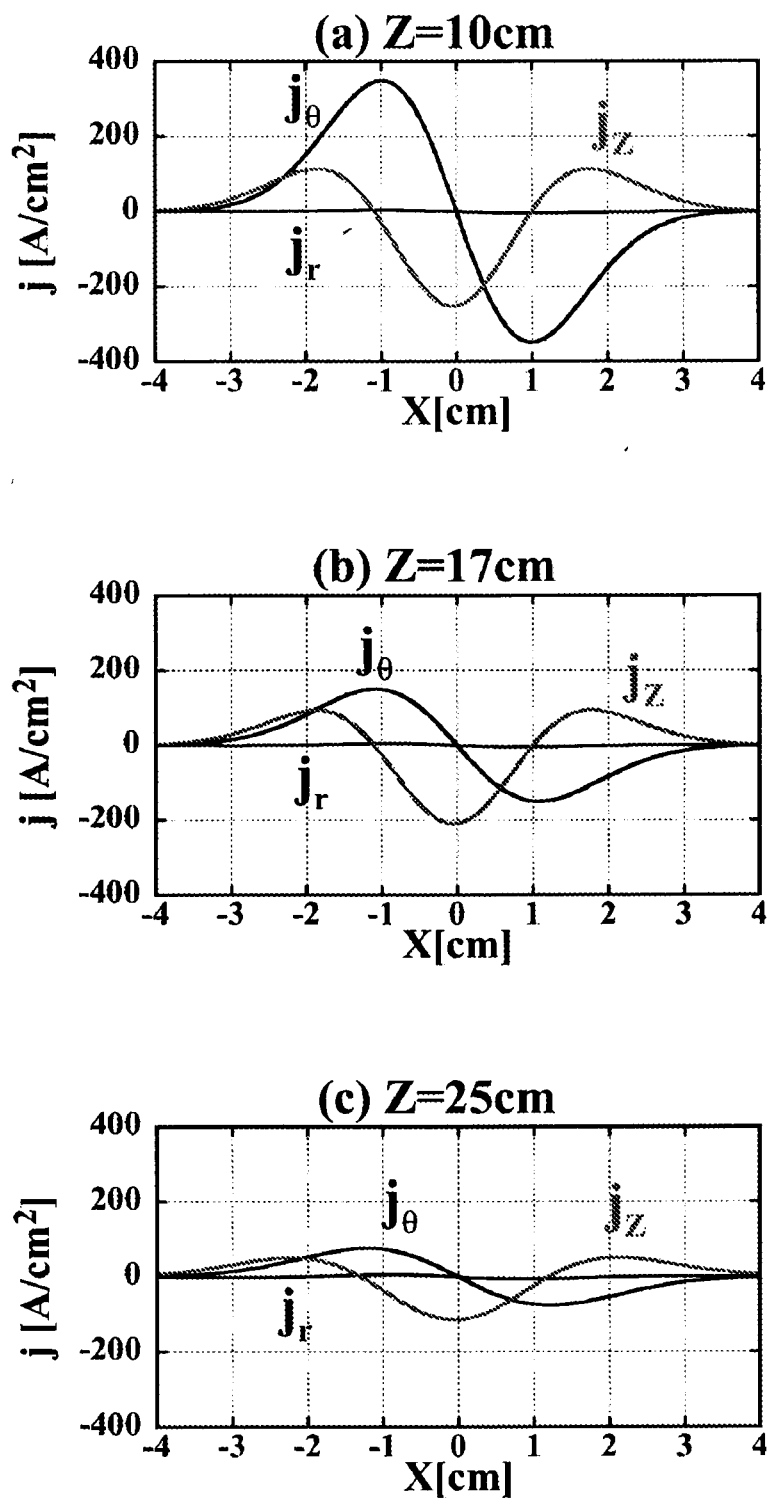


図 6-38: 磁気ノズル Type1 形成時の電流密度径方向分布

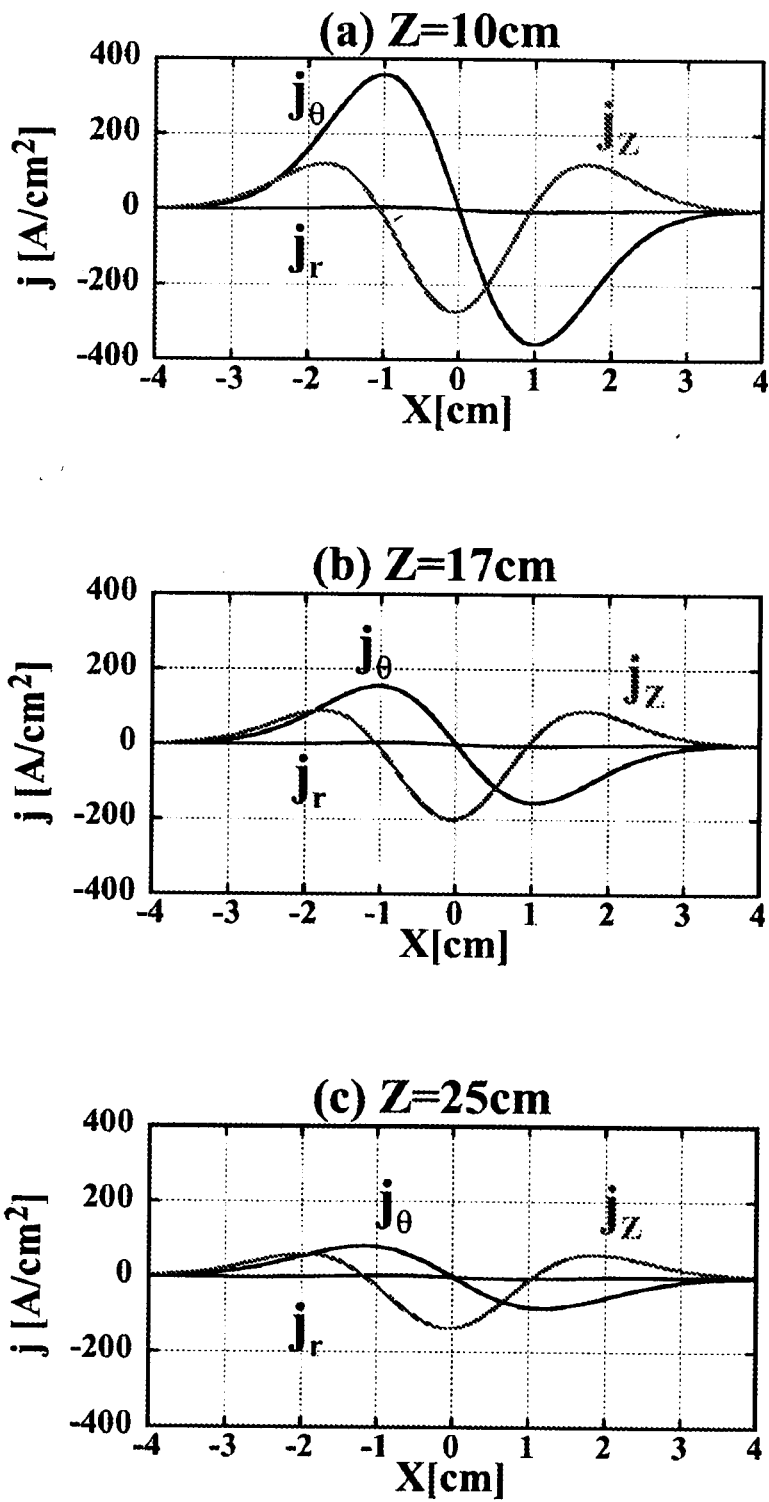


図 6-39: 磁気ノズル Type2 形成時の電流密度径方向分布

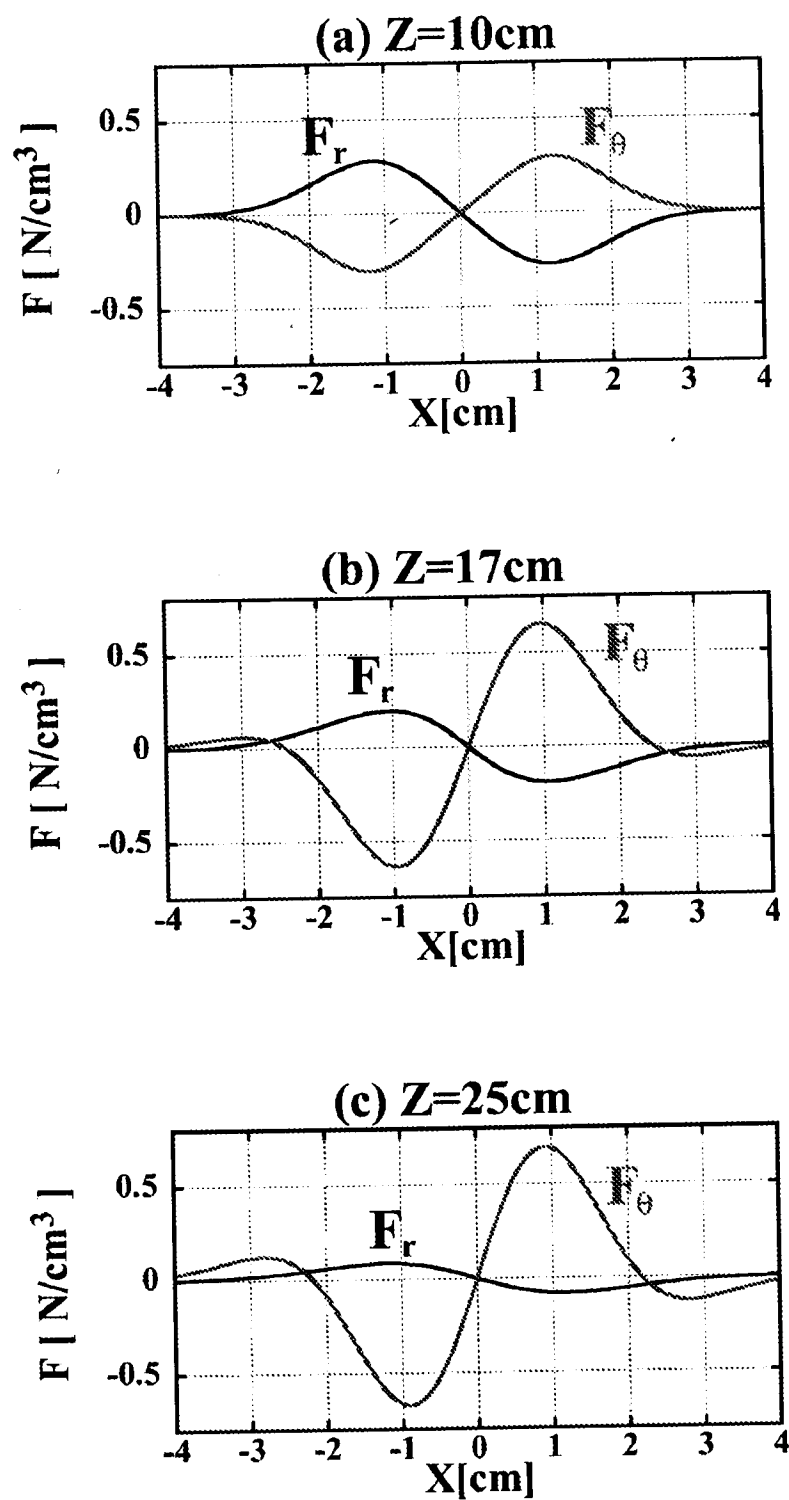


図 6-40: 磁気ノズル Type1 形成時の電磁力径方向分布

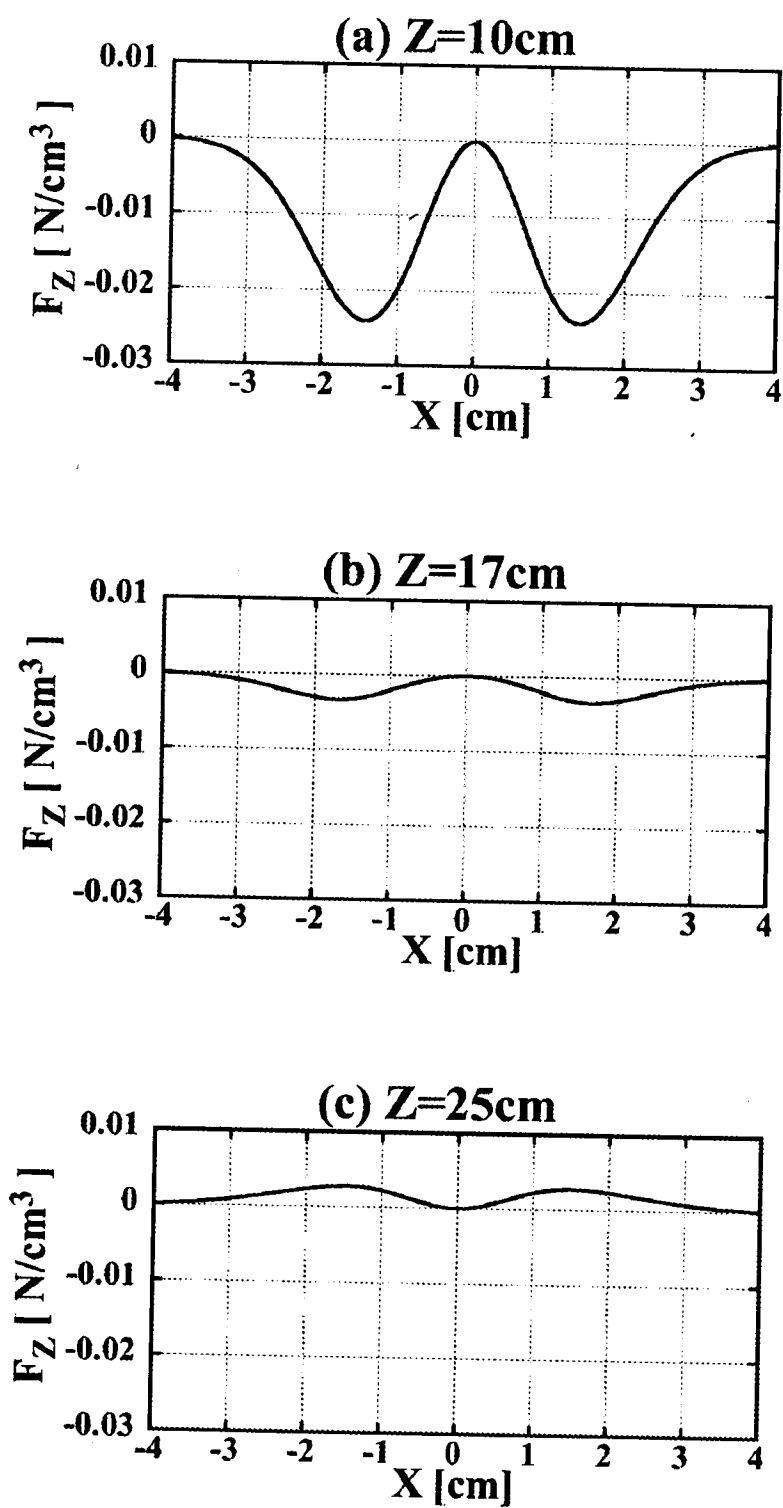


図 6-41: 磁気ノズル Type1 形成時の電磁力径方向分布

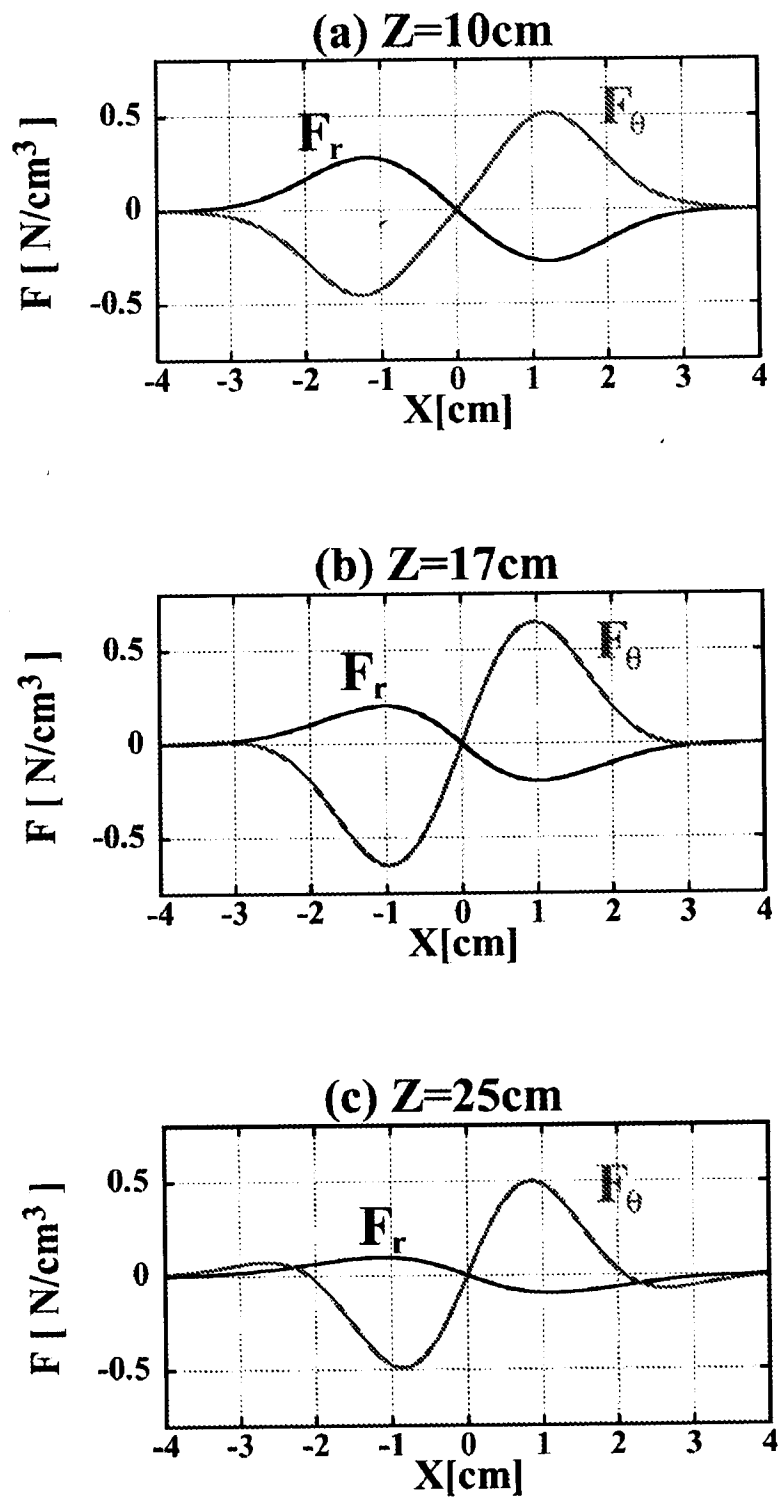


図 6-42: 磁気ノズル Type2 形成時の電磁力径方向分布

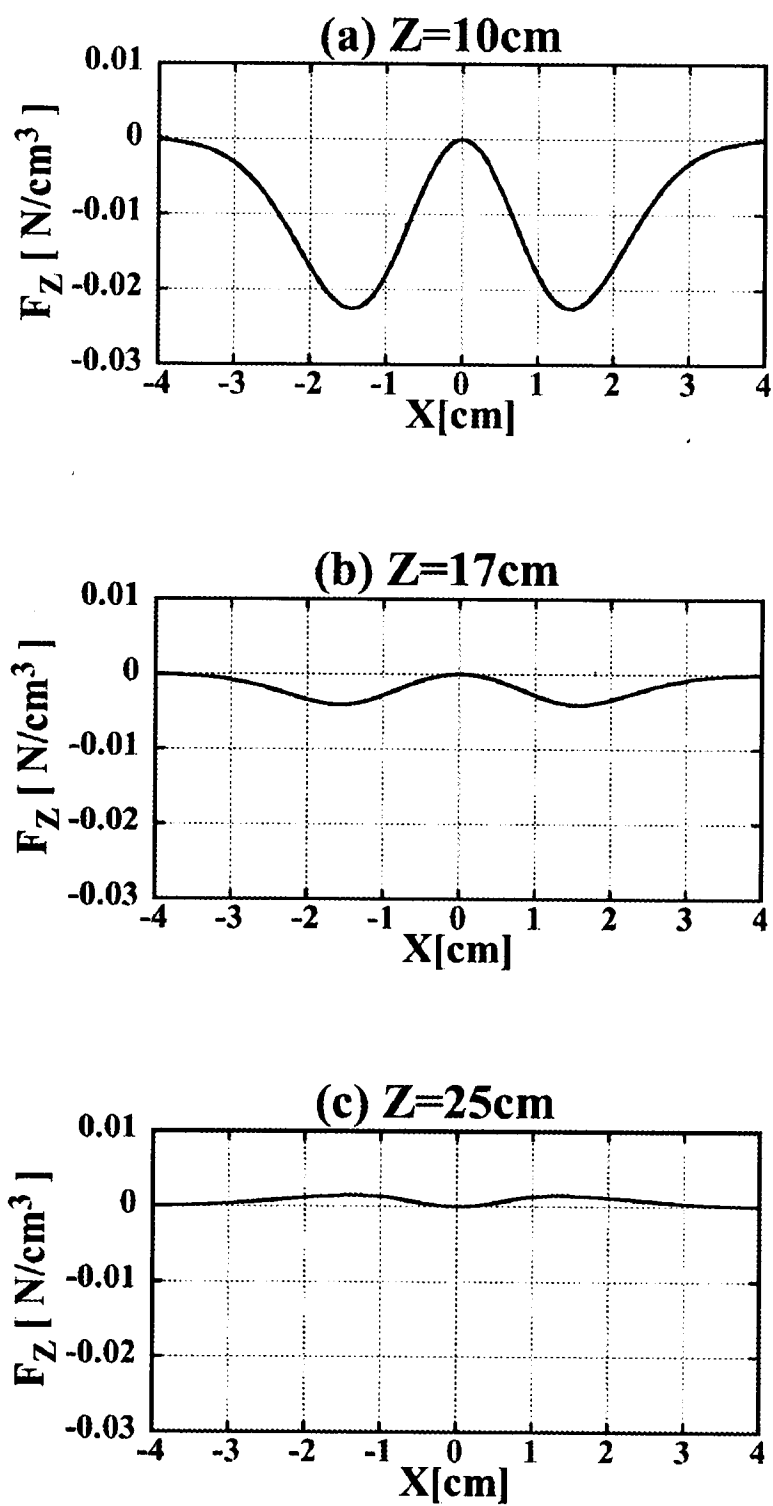


図 6-43: 磁気ノズル Type2 形成時の電磁力径方向分布

6.4.3 磁気ノズル部における各プラズマパラメータ

ここで、磁気ノズル部近傍におけるイオン及び電子のホールパラメータ $\omega\tau$ を算出する。

荷電粒子が磁力線の周りを運動するときの旋回周波数（イオンサイクロトロン角周波数 ω_{ci} 、電子サイクロトロン角周波数 ω_{ce} ）はそれぞれ式 (6-8)、式 (6-9) のように表される。

$$\omega_{ci} = \frac{eB_0}{m_i} \quad (6-8)$$

$$\omega_{ce} = \frac{eB_0}{m_e} \quad (6-9)$$

またイオン・電子の熱速度 V_{th-i} 、 V_{th-e} とクーロン対数 $\ln\Lambda$ を以下のように定義する。

$$V_{th-i} = \sqrt{\frac{2k_B T_i}{m_i}} \quad (6-10)$$

$$V_{th-e} = \sqrt{\frac{2k_B T_e}{m_e}} \quad (6-11)$$

$$\ln\Lambda = 7 + 2.3 \log \frac{\left(\frac{k_B T_e}{e}\right)^{\frac{3}{2}}}{\left(\frac{n}{10^{20}}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (6-12)$$

これより、イオン-イオン衝突時間 τ_{ii} 、電子-イオン衝突時間 τ_{ei} は以下のように表される。式中で λ_{ii} 、 λ_{ei} はそれぞれイオンとイオンが衝突する際の平均自由行程、電子とイオンが衝突する場合の平均自由行程である。

$$\tau_{ii} = \frac{\lambda_{ii}}{\sqrt{\frac{2k_B T_i}{m_i}}} = 2.89 \times 10^{-3} \frac{1}{Z_i^4 \ln\Lambda} \left(\frac{k_B T_i}{e}\right)^2 \left(\frac{10^{20}}{n_i}\right) \quad (6-13)$$

$$\tau_{ei} = \frac{\lambda_{ei}}{\sqrt{\frac{2k_B T_e}{m_e}}} = 2.04 \times 10^{-3} \frac{1}{Z_i^2 \ln\Lambda} \left(\frac{k_B T_e}{e}\right)^2 \left(\frac{10^{20}}{n_e}\right) \quad (6-14)$$

式中の密度 $n(= n_e = n_i)$ は以下の式より算出している。

$$\frac{1}{2} m_i n U^2 + p + \frac{B^2}{2\mu} = \frac{B_0^2}{2\mu} \quad (6-15)$$

$$p = n k_B (T_e + T_i) \quad (6-16)$$

以上の式よりノズル近傍のホールパラメータ $\omega\tau$ ，平均自由行程 λ ，衝突時間 τ を電子及びイオンについて算出した結果を図 6-44～図 6-49 に示す。

ここで，流速 U ，イオン温度 T_i は発光分光法により測定，磁場強度は磁気プローブを用いて測定した結果を用いている。また電子温度 T_e は今回測定を行った領域より下流部での測定結果から推定し，今回の計算では 5eV を仮定している。

イオン及び電子のホールパラメータを算出した結果をみると，ノズル上流部でイオンのホールパラメータ $\omega_{ci}\tau_{ii}$ は 1 以下であり衝突が頻繁であり，イオンは磁力線周りをラーマー回転することなく流体的な挙動を示すと考えられる。さらに，プラズマ中に電界が存在すれば，この電界により直接力を受けることが考えられる。イオンが電界から受ける力 F は式 (6-17)，式 (6-18) のように表される。

$$F_r = enE_r \quad (6-17)$$

$$F_z = enE_z \quad (6-18)$$

プラズマ中の電界強度を評価するために，静電プローブを用いてノズル近傍における浮遊電位を測定した。Z=9cm～60cm の範囲で浮遊電位の軸方向分布を測定し，Z=10cm，17cm，25cm の位置において径方向分布の測定を行った。測定した浮遊電位分布からプラズマ流中の電界強度を算出し，プラズマ流に働く力を求めた。

図 6-50，図 6-51 に磁気ノズル Type1 を形成した場合について，図 6-52，図 6-53 に Type2 を形成した場合について，浮遊電位 V_f ，電場 E_z ， E_r ，静電力 F_z ， F_r を示す。この軸方向電場によってプラズマ中のイオンは減速方向に力を受ける。この力は反磁性電流と径方向磁場によって生じた電磁力と同方向（減速方向）であり，また値も同程度の値となっている。さらに，径方向電場によってイオンは中心軸方向へ力を受け，この力も電磁力と同方向，同程度の値となっている。

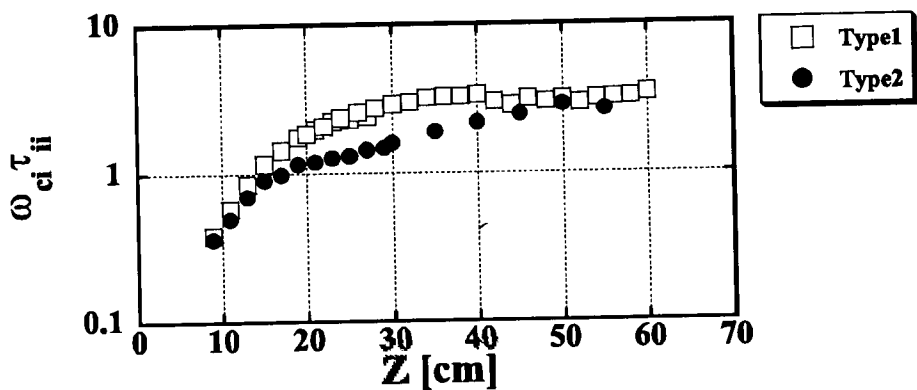


図 6-44: 磁気ノズル形成時のイオンのホールパラメータ

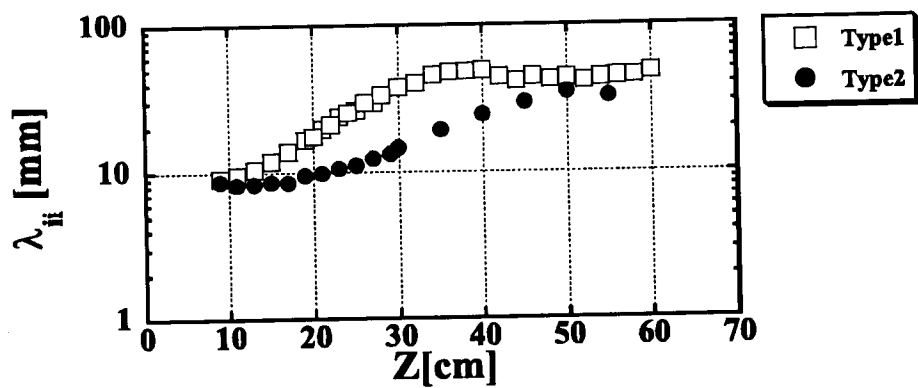


図 6-45: 磁気ノズル形成時のイオンの平均自由行程

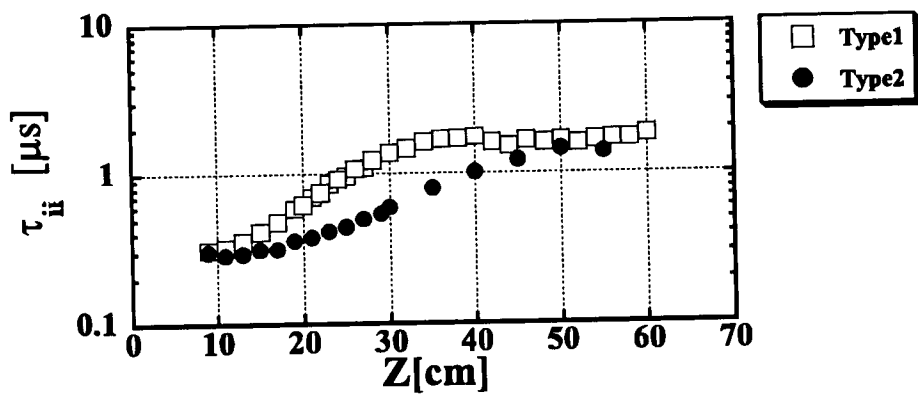


図 6-46: 磁気ノズル形成時のイオンの衝突時間

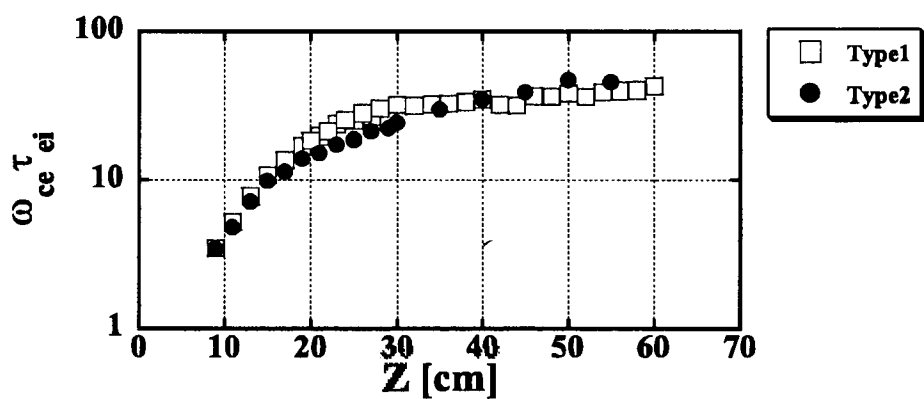


図 6-47: 磁気ノズル形成時の電子のホールパラメータ

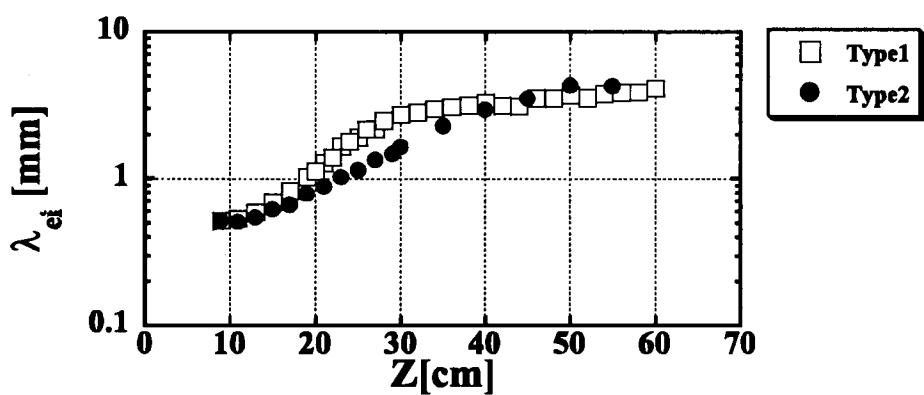


図 6-48: 磁気ノズル形成時の電子の平均自由行程

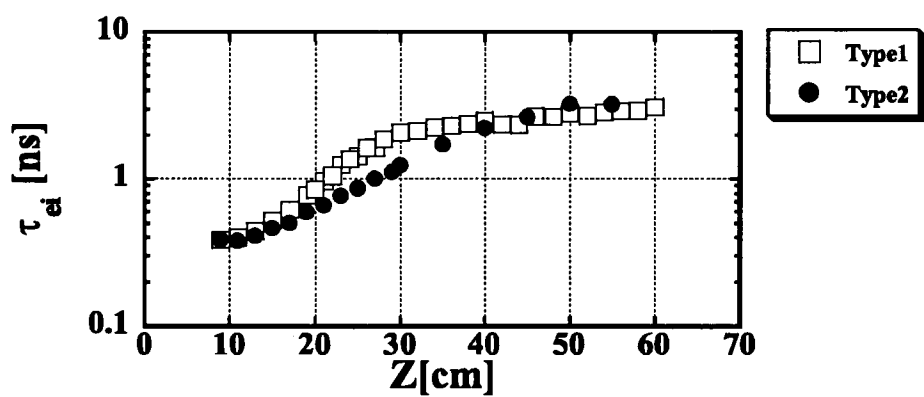


図 6-49: 磁気ノズル形成時の電子の衝突時間

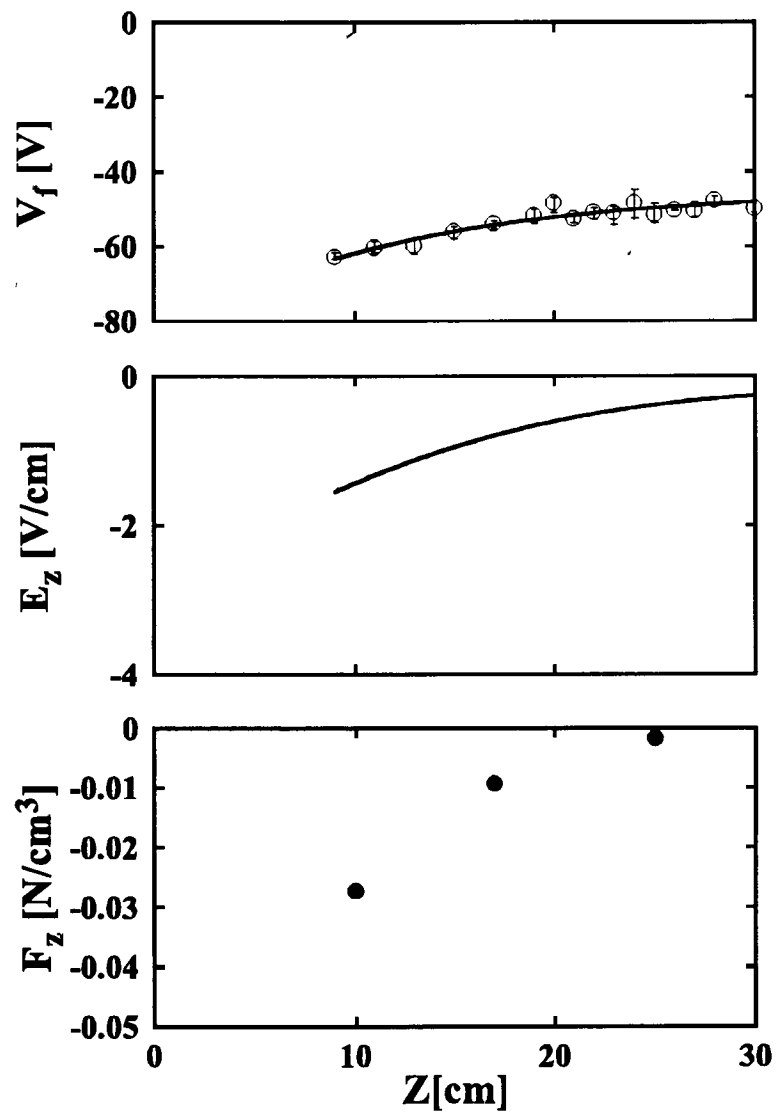


図 6-50: 磁気ノズル Type1 形成時の浮遊電位・電場・静電力軸方向分布

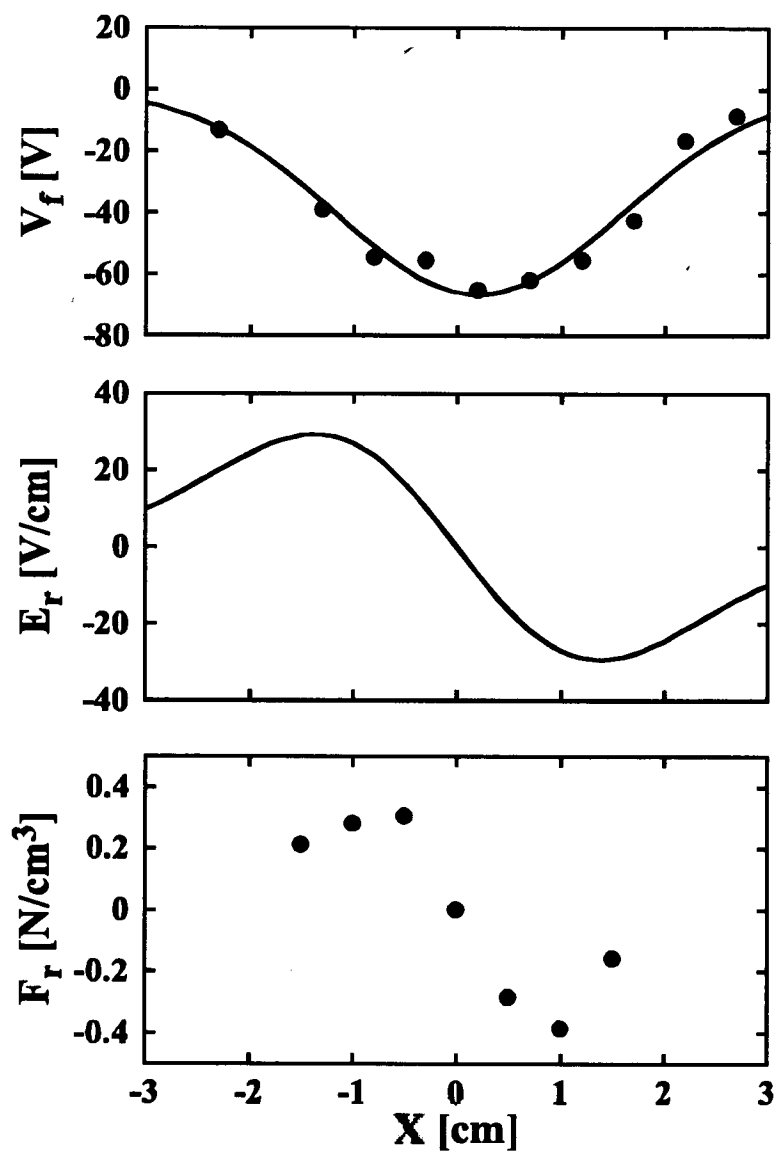


図 6-51: 磁気ノズル Type1 形成時の浮遊電位・電場・静電力径方向分布 (Z=10cm)

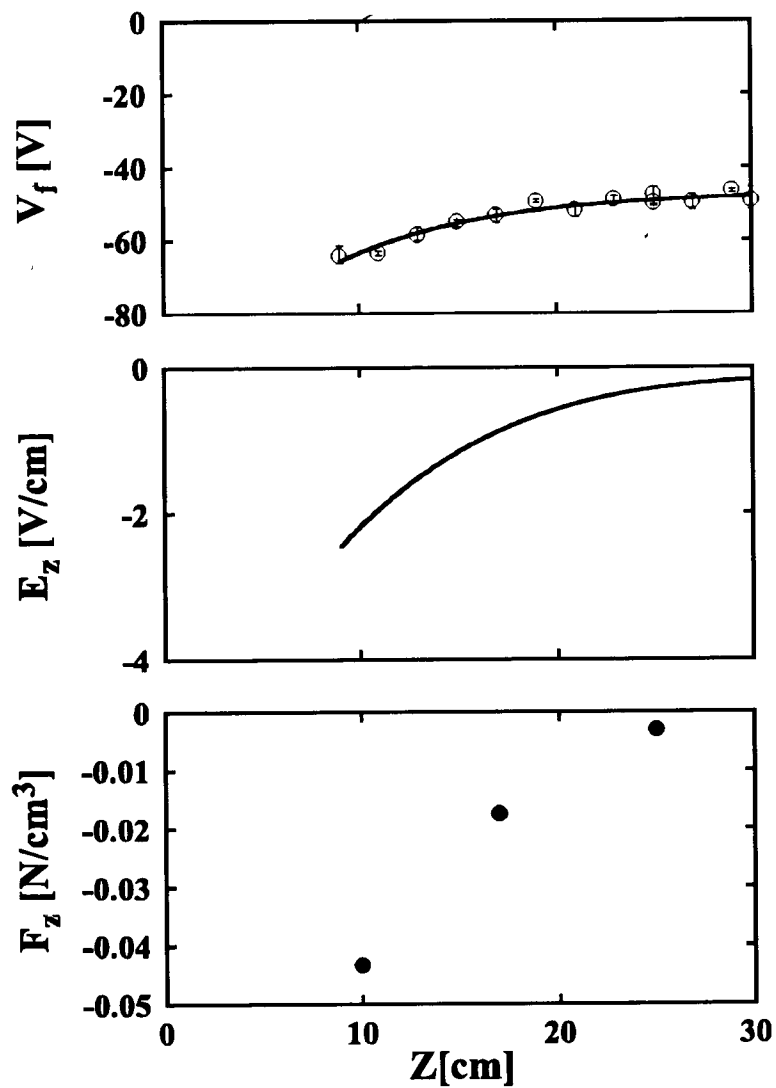


図 6-52: 磁気ノズル Type2 形成時の浮遊電位・電場・静電力軸方向分布

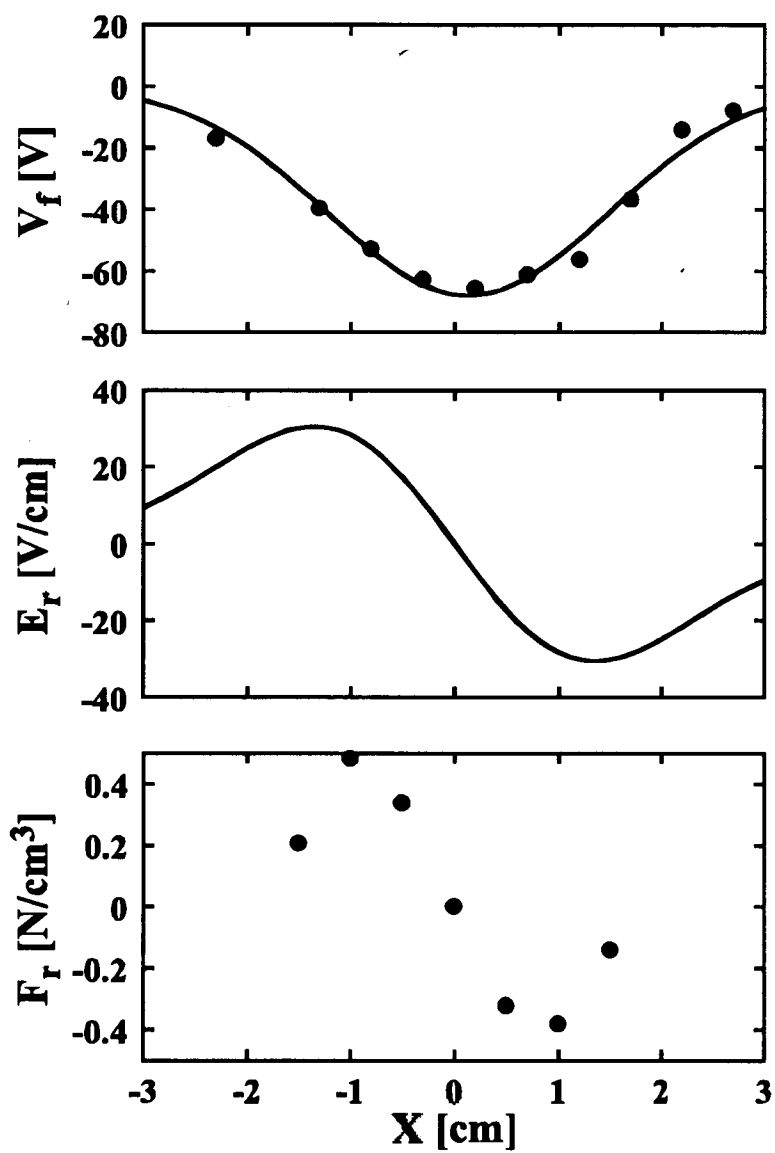


図 6-53: 磁気ノズル Type2 形成時の浮遊電位・電場・静電力径方向分布 ($Z=10\text{cm}$)

以上で示したように、磁気ノズル Type1, Type2 を形成した場合において、測定した磁場強度、浮遊電位分布からノズル近傍でプラズマ流に働く電磁力と電界による静電力を算出した。その結果、ノズル上流部においてはプラズマ流を減速させる方向の力が働いており、電磁力と静電力の値は同程度の値であることが明らかとなった。

また、測定された軸方向の静電力と電磁力は MPDA 近傍ではともにイオンの減速方向に働き、静電力はプラズマ中心で最大となるのに対して軸方向電磁力は周辺部で最大となっていた。しかし下流部においては電磁力は加速力となるが、静電力は減速力として働き、プラズマ中心部と周辺部において異なる向きに力が働いているなどプラズマ流の加減速構造の複雑な描像を明らかにすることが出来た。またノズル上流・下流において径方向に働く電磁力・静電力はいずれもプラズマ流をピンチさせる方向に働いている事が観測された。

図 6-44～図 6-49 に示したようにイオンのホールパラメータはノズル上流域では 1 以下となりイオンは流体としての挙動が支配的であると考えられ、一方で電子のホールパラメータは 1 より十分大きく粒子としての挙動が支配的で磁力線に沿って運動していると考えられる。平均自由行程・衝突時間はノズル領域幅・ノズル通過時間と比べて小さいことから、ノズル領域のプラズマ流断面積変化により気体力学的加速が行われるには十分な値であると考えられる。

以上のような観測結果から、磁場印加時のプラズマの加速を効率良く行うためには MPDA 出口部での電磁力をイオンの加速方向に作用させる必要があることが示唆された。MPDA 出口部では、プラズマの強い反磁性効果により出口近傍部の磁場が弱められ、収束型の磁場形状となっている。そのため径方向磁場成分は内向きとなり、これと周方向のホール電流成分とによって生じた電磁力が減速力として働いている。この状況を解消するため、外部コイルによって発生するノズル上流部の磁場強度を強め発散型形状の磁場を印加することにより、反磁性効果による磁場の減少に伴って生じた収束型磁場配位を弱め、減速力から加速力へと転換するが期待できる。

この発散型磁場印加時の電磁力評価については前節において実測され効果が確認されている。そこでさらに強く発散型磁場を印加することを試み、MPDA 内部に磁場コイルを設置し、MPDA 出口部での外部印加磁場を発散磁場配位にしてプラズマ加速を試みた。

6.5 発散型磁気ノズルによるプラズマ加速実験

プラズマ流の反磁性効果を考慮し、MPDA 近傍に発散磁場配位を形成することでプラズマ流加速を試みた。磁気ラバールノズル形成時の磁場強度測定より、ノズル収束領域では磁場強度変化が外部磁場のみによる場合に比べてより急峻になっていることが分かった。その急峻な磁場強度変化に伴い収束領域においてプラズマ流に大きな減速力 ($j_\theta B_r$) が働いていることを前節で示した。そこで反磁性効果により磁場強度が減少しても、強く磁場分布が収束しないようにするために MPD 内蔵の局所磁場コイルを用いて発散磁場配位を形成し実験を行った。

実験条件は $I_d = 5.7\text{ kA}$, ガス流量 $dm/dt=0.1\text{ g/sec}$, 外部磁場配位は電極先端の磁場強度を 0.08 T とし、軸方向に徐々に磁場強度が減少していく 0.08 T 発散磁場配位と、この磁場に MPD 内蔵の局所磁場コイル No.3 により生成される磁場を重畳し、電極先端の磁場強度が 0.21 T となる 0.21 T 発散磁場配位とする。各コイルの配置図と磁場強度分布を図 6-54 に示す。

この 2 つの磁場配位においてプラズマ流速、イオン温度、イオンマッハ数を測定した結果を図 6-55 に示す。測定結果について、 0.08 T 発散磁場配位場合の結果と比較すると、局所的に強く発散磁場を形成した 0.21 T 発散磁場配位の場合、流速は徐々に増加し、約 40 km/sec まで加速され 0.08 T 発散磁場配位に比べ 15 km/sec 程度速いプラズマ流の生成を実現した。イオン温度は 0.08 T 発散磁場配位ではほぼ一様であるのに対して、 0.21 T 発散磁場配位では徐々に減少していることがわかる。流れのエネルギーの増加と熱エネルギーの減少が観測され、イオンマッハ数が 1 を越える超音速流の生成が確認できた。

一方、図 6-56 に角速度、回転エネルギーの軸方向分布を示す。 0.21 T 発散磁場配位にした場合、 0.08 T 発散磁場配位の場合に比べて磁場強度が大きいため回転角速度も大きくなり、また角速度が下流に行くに従い減少している。回転エネルギーは上流側では大きく異ならないが、 0.21 T 発散磁場配位では下流部で大きく減少していることから、回転エネルギーのプラズマ流加速への寄与が示唆された。

、また、プローブ計測によってプラズマの断面積の広がりを評価したところ、 0.21 T と 0.08 T 発散磁場配位いずれの場合も断面積は徐々に広がっており、その広がりには 0.21 T 発散磁場配位の方が大きく、図で示された分光測定による断面積変化とほぼ一致した結果が得られた。

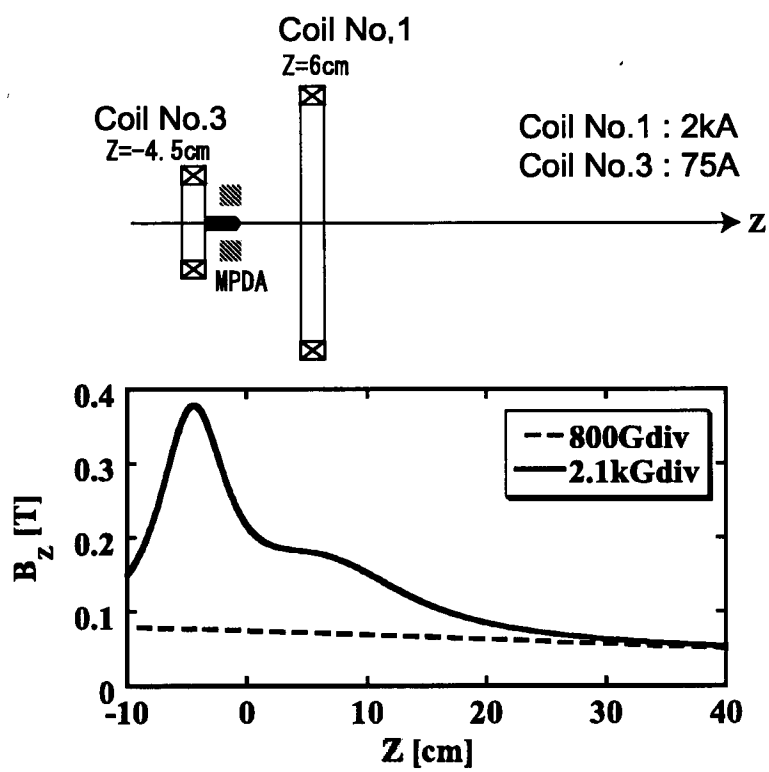


図 6-54: 発散磁場配位形成時コイル配置図, 軸方向磁場強度分布 B_z

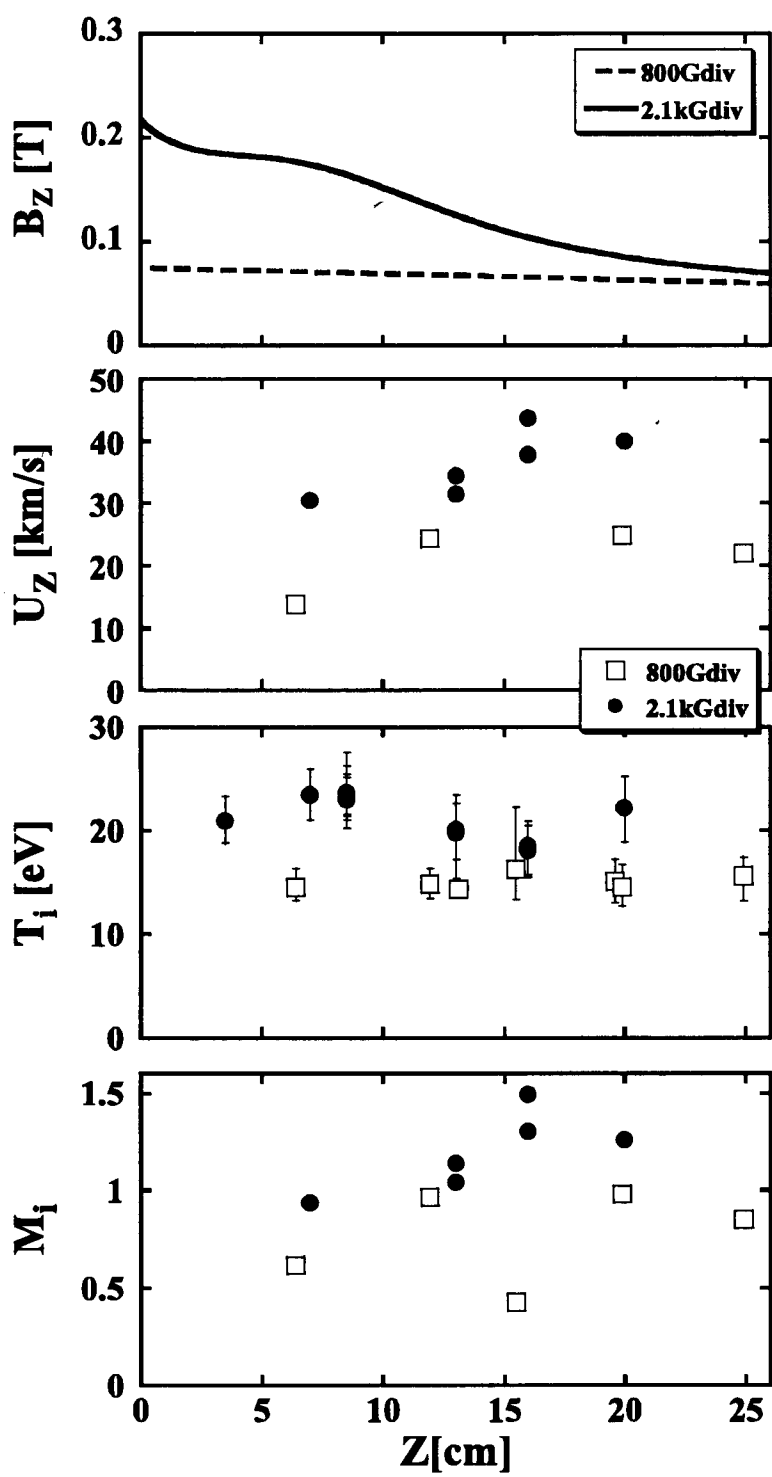


図 6-55: 発散磁場配位形成時の軸方向磁場強度 B_Z , 軸方向流速 U_Z , イオン温度 T_i , イオンマッハ数 M_i の軸方向分布

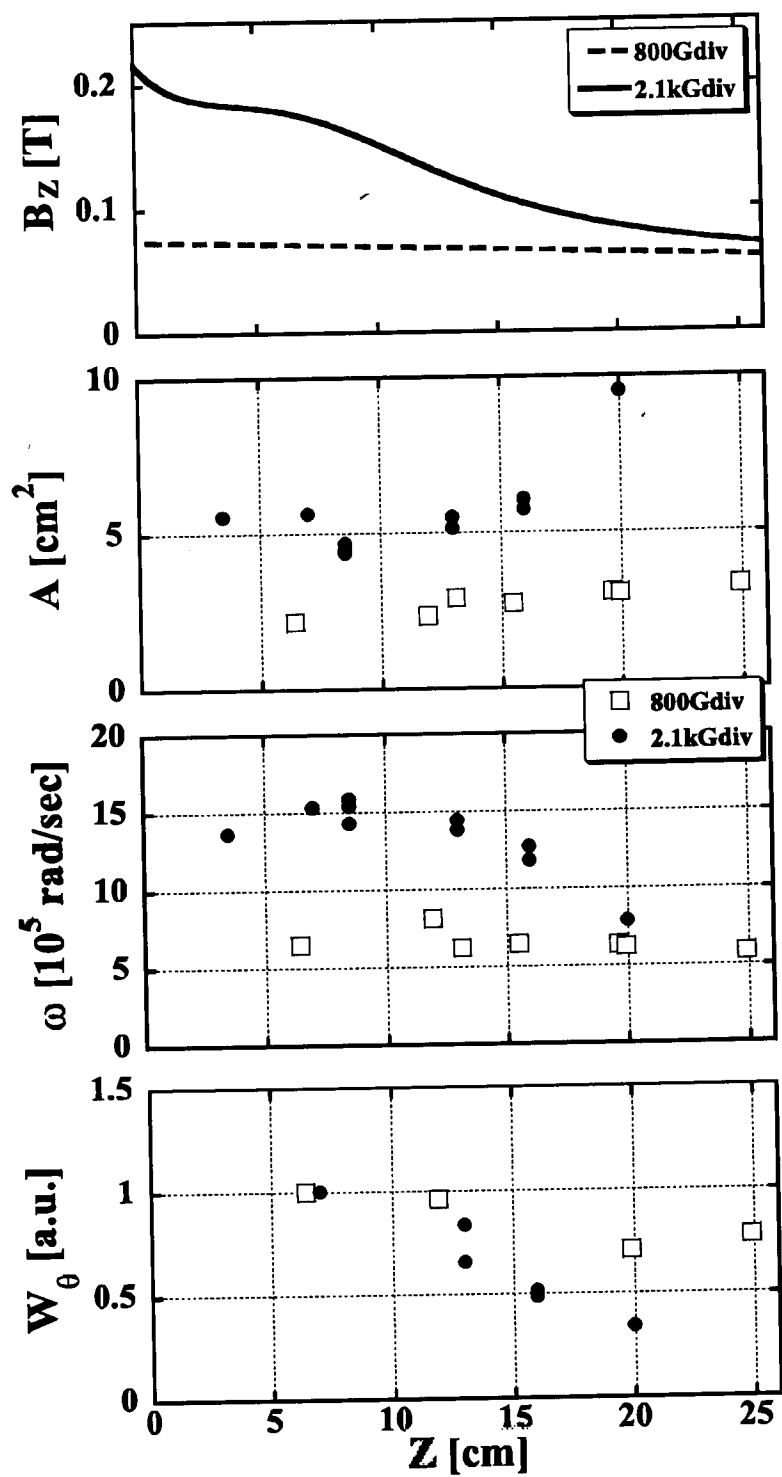


図 6-56: 発散磁場配位形成時の軸方向磁場強度 B_Z , プラズマ断面積 A , 角速度 ω , 回転エネルギー W_θ の軸方向分布

前節と同様に、この発散型磁気ノズルによりプラズマ流加速を行った場合の変動磁場強度分布、浮遊電位分布の測定を行った。その結果、0.21T 発散磁場配位形成時の軸方向電界強度分布は0.08T 発散磁場配位と比較して小さいこと、また磁気ラバールノズル Type1, Type2 形成時と比較しても小さいことが分かった。この軸方向電界はプラズマ流中のイオンを減少させる向きであることから、0.21T 発散磁場配位では他の磁場配位に比べて電界によるイオンに働く減速力は小さいことがわかる。

また周方向および軸方向磁場分布計測を行ったところ、0.21T 発散磁場配位には中心部での反磁性効果による磁場減少が大きくあられず、中心部でのプラズマ密度の減少が示唆された。これはプラズマ流速の増加に伴う現象と考えられるが、収束部の磁場形状を緩和する方向としても有効に働き、電極近傍においても発散磁場が形成されていることが確認された。

以上示したように、図 6-55 に示すような 0.21T 発散磁場配位を MPDA に重畳することで、生成されたプラズマ流を超音速流まで加速することができた。この 0.21T 発散磁場配位時にはプラズマ流の反磁性効果による磁場の減少は小さく、電極近傍においても発散磁場が形成されており、径方向磁場と反磁性電流による電磁力はプラズマ流を加速する向きに働いている。また 2.1kG 発散磁場配位でも軸方向電場による減速力は働くものの、電界強度は 0.08T 発散やラバールノズル磁場配位 (Type1, Type2) の場合に比べ小さい値であった。このように MPDA 内蔵コイルを用いて形成した 0.21T 発散磁場配位を形成することで、プラズマ流に働く電磁力は減速力から加速力になり、また電界による減速力も減少しており、これらの効果がプラズマ加速に寄与して、大きくプラズマ流速を増加させることが出来た。

参考文献

- [1] D.L. Meier, S. Koide, Y. Uchida, Science, **291**, 84 (2001).
- [2] S.M. Mahajan and Z.Yoshida, Phys. Rev. Lett., **81**, 4863 (1998).
- [3] R.H. Frisbee, J. Propulsion and Power, **19**, 1129 (2003).
- [4] R. G. Jahn, *Physics of Electric Propulsion*, (McGRAW-HILL, NewYork, 1968).
- [5] H.Tahara et.al.,J.Propul.Power, **11**, 337 (1995).
- [6] H.Tahara et.al.,J.Propul.Power,**13**, 651 (1997).
- [7] E.Choueiri ,J.Propul.Power,**14**, 744 (1998).
- [8] G.Krulle et.al.,J.Propul.Power, **15**, 754 (1998).
- [9] D.C.Black et.al.,Phys.Plasma, **4**, 3581 (1997).
- [10] N.Fukuoka et.al.,26th IEPC,Kitakyuusyu, **IEPC-99-171** (1999).
- [11] H.Tahara et.al.,J.Propul.Power,**9**, 778 (1993).
- [12] R.J.Sovie et.al.,J.Spacecraft, **7**, 255 (1970).
- [13] T.Yoshikawa et.al.,J.Spacecraft, **21**, 481 (1984).
- [14] E.H.Niewood et.al.,J.Propul.Power, **8**, 1031 (1992).
- [15] A.Ando, M.Ashino, Y.Sagi, M.Inutake, K.Hattori, M.Yoshinuma, A.Imasaki, H.Tobari, T.Yagai, J. Plasma Fusion Res. SERIES, **4**, 373 (2001).
- [16] M.Inutake, A.Ando, K.Hattori, H.Tobari, T.Yagai, J. Plasma Fusion Res., **78**, 1352 (2002).
- [17] M.Inutake, A.Ando, K.Hattori, T.Yagai, H.Tobari, R.Kumagai, H.Miyazaki, S.Fujimura, Fusion Science and Technology, **43**, 118 (2003).
- [18] M.Inutake, Y.Hosokawa, R.Sato, A.Ando, H.Tobari, K.Hattori, Fusion Science and Technology, **47**, 191 (2005).

- [19] A.Sasoh et.al.,J.Propul.Power,**8**, 98 (1992).
- [20] A.Sasoh et.al.,J.Propul.Power, **11**, 351 (1995).
- [21] H. Tobari, M. Inutake, A. Ando, K. Hattori, J. Plasma Fusion Res., **80**, 651 (2004).
- [22] A.Ando, T.S.Watanabe, T.K.Watanabe, H.Tobari, K.Hattori, M.Inutake, J. Plasma and Fusion Research, **81**, 451 (2005).
- [23] A.Ando, T.K.Watanabe, T.Makita, H.Tobari, K.Hattori, M.Inutake, “ Mach probe Measurements in unmagnetized plasmas with subsonic and supersonic flow,” to be published in Contributions to Plasma Physics, (2006).
- [24] J.B.French, UTIA Report, No.79, Institute of Aerophysics, Univ. of Tront (1961).
- [25] J.Lafranboise, Rarefied Gas Dynamics, **2**, 22 (1961)

第 7 章 総括

本研究では、電磁流体実験装置“HITOP”に設置された高密度プラズマ流発生装置 MPDA (Magneto-Plasma-Dynamic Arcjet) 装置を用いて、超音速プラズマ流の生成と、磁気ノズル効果を利用した電磁加速プラズマ流生成の最適化とマッハ数制御法の開発を試み、各種磁気ノズル条件下における電磁加速機構について研究を行った。特にラバール型磁気ノズル形状に注目し、プラズマ流中の電磁加速力場の直接観測を行い、この結果と流速計測結果とを比較することで、各種磁場配位時における電磁力場形成と加速効果に対する効果について詳細な観測を行った。

本研究によって得られた成果を以下にまとめる。

- 高密度プラズマ流生成装置 MPDA 出口部に局所的磁場コイルを設置し、ラバール型形状など種々の磁気ノズル配位を重畳しその際のプラズマ流速場を分光法などを用いて観測した。特に MPDA 出口近傍でのイオン温度や流速の測定より、ラバール型磁気ノズルを用いることによって、磁気ノズル下流部でのプラズマ流速及びイオンマッハ数は増加し、マッハ数が 1 以上の超音速プラズマ流の形成を確認した。また、この時、イオン温度は徐々に減少し、イオンの熱エネルギーが軸方向の流れのエネルギーに変換されていることが明らかとなった。
- イオン及び電子のホールパラメータなどの検討により、電子は磁化されて磁力線に沿って運動を制限されている一方で、イオンは衝突が支配的であり、磁場中を流体的に振る舞うことが明らかとなった。そのため粒子的な挙動ではエネルギーの変化が起こりえないラバール型磁気ノズルにおいて、イオンの熱エネルギーが流れのエネルギーへと変換されたことが示された。さらに、通常の圧縮性流体と同様に磁気ノズルのスロート部でイオンマッハ数が 1 となるようにスロート部より上流域においてマッハ数が減少し、イオン流体が自己調整していることも観測された。このラバール型磁気ノズルが印加された際のイオンマッハ数、流速及びイオン温度の各パラメータについて 1 次元等エントロピー流モデルを用いて、理論との比較を行った。その結果、実験結果は理論と定性的に一致していることが明らかとなった。また、ノズル形状の変化に伴い、急激にマッハ数が減少してしまうような衝撃波的挙動も観測された。
- MPD 出口近傍に形成される電磁加速力場を明らかにするため、磁気プローブアレイを用いてプラズマ流中の磁場の空間分布を計測した。MPD 出口近傍では反磁性効果が強く、外部磁場コイルで形成される磁力線を押し広げ、自発的に収束型の磁力管が形成されていることを実験的に明らかにした。計測された磁場分布から、プラズマ電流を算出し、

電極内部から下流に放電電流の吹き出しを示す結果を得た。観測された磁場分布と電流分布を用い、MPD 出口近傍の電磁加速力の空間分布を評価した。一様磁場中では強い反磁性効果のため、方位角方向の電流と径方向磁場の相互作用で、軸方向加速を妨げる制動力の存在を実験的に明らかにした。

- 発散型磁場配位中では、外部から印加した外向きの径方向磁場により、軸方向の制動力を加速力に変換できることを示した。すなわち、このことはMPD プラズマ流に作用する電磁力の分布は外部磁場形状で制御しうることを示している。さらにこの効果を強めるため、MPDA に内蔵した磁場コイルを用いて局所的に強い発散型磁場を用いて実験を行ったところプラズマ流速が大きく増加し、磁場形状によるプラズマ流加速制御が可能であることやその手法を明らかにすることが出来た。

本研究で行った磁気ノズルを用いたプラズマ流速場制御法は様々なプラズマ流応用に寄与するものである。一例として将来有人火星探査などのミッションに耐えうるような高効率 MPD 推進機の開発があるが、磁気ノズルを用いることで電極での熱伝導損失の低減やノズル形状が状況に応じて任意に決定できる等多くの利点が生じる。

本研究によって、磁気ノズル形成時には反磁性効果によりノズル形状が歪められること、自己ピンチによる効果が大きいことなど、最適なノズル形状を決定するために重要な要素を明らかにすることが出来た。磁気ノズルを用いることで、プラズマの持つ熱エネルギーから流れのエネルギーへの高効率変換法が実現でき、例えば電磁波を用いた追加熱法と組み合わせたプラズマ加速法など新しいプラズマ加速技術の実現に大きく寄与する成果を達成できた。

謝辞

本研究を遂行するに当たり、東北大学大学院工学研究科の吉野恭平君、佐藤隆一君、原田賢二君、戸張博之君らの学生諸氏にご協力いただきました。ここに感謝いたします。

また、その他多くの皆様からいただいた貴重なご助言および討論を感謝いたします。

IV. 研究論文

- (1) M.Inutake, A.Ando, K.Hattori, H.Tobari and T.Yagai
“Characteristics of a Supersonic Plasma Flow in a Magnetic Nozzle”
J. Plasma Fusion Res. 78 (2002) 1352-1360.
- (2) M.Inutake, H.Miyazaki, K.Yoshino, H.Tobari, K.Hattori and A.Ando,
“Magnetic-Laval-Nozzle Effect on a Magneto-Plasma-Dynamic Arcjet”
AIPconference proceedings Vol. 669, pp. 306-309 (2003).
- (3) M.Inutake, A.Ando, K.Hattori, T.Yagai, H.Tobari, R.Kumagai, H.Miyazaki and S.Fujimura
“Magnetic-Nozzle Acceleration and Ion Heating of a Supersonic Plasma Flow”
Transactions of Fusion Technology, 43, FUSTE8,(2003) 118-124.
- (4) A.Ando, A.Imasaki, H.Tobari, T.Yagai, K.Hattori, and M.Inutake,
“Macroscopic Behavior of a Supersonic Plasma Flow in a Divergent Magnetic Mirror”
Transactions of Fusion Technology, 43, FUSTE8,(2003) 130-132.
- (5) H.Tobari, R.Sato, K.Hattori, A.Ando and M.Inutake
“Characteristics of Plasma Flow and Spatial Distribution of $j \times B$ Forces in an Applied-field MPD Thruster”
Advances in Applied Plasma Science, 4 (2003) 133-138.
- (6) A.Ando, Y.Hosokawa, M.Hatanaka, T.Yagai, H.Tobari, K.Hattori and M.Inutake
“Ion Heating Experiment in a Fast Flowing Plasma for an Advanced Plasma Thruster”
Advances in Applied Plasma Science, 4 (2003) 193-198.
- (7) 藤村真哉、細川陽平、谷貝 剛、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
”高速プラズマ流中の波動伝搬とイオン加熱”
電気学会プラズマ研究会資料 PST-03-21,(2003),p.63-68.
- (8) 吉野恭平、佐藤隆一、戸張博之、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
”ノズル配位電磁プラズマ推進機の分光計測”
電気学会プラズマ研究会資料 PST-03-22,(2003),p.69-73.
- (9) 福井利英、渡邊俊明、戸張博之、服部邦彦、安藤 晃、犬竹正明、
”超音速プラズマ流中の衝撃波構造”
電気学会プラズマ研究会資料 PST-03-23,(2003),p.75-80.
- (10) A.Ando, H.Tobari, K.Hattori, and M.Inutake
“Azimuthal Rotation of Magneto-Plasma-Dynamic Arcjet Plasma with Axially-applied Magnetic Field”
Plasma Application and Hybrid Functionally Materials, 13, (2004) 41-44.
- (11) H.Tobari, M.Inutake, A.Ando and K.Hattori
“Spatial Distribution of Lorentz Forces in an Applied-Field Magneto-Plasma- Dynamic Arcjet Plasma”
J. Plasma Fusion Research, 80, (2004) 651-652.

- (12) M.Inutake, Y.Hosokawa, R.Sato, A.Ando, H.Tobari, and K.Hattori
 "Improvements of Flow Characteristics for an Advanced Plasma Thruster"
 Transactions of Fusion Science and Technology, 47, FUSTE8, (2005) 191–196.
- (13) A.Ando, T.S.Watanabe, T.K.Watanabe, H.Tobari, K.Hattori, M.Inutake
 "Evaluations of Para-Perp Type Mach Probe by Using a Fast Flowing Plasma"
 J. Plasma and Fusion Research, 81, (2005) 451–457.
- (14) M.Inutake, A.Ando, K.Hattori, H.Tobari, K.Harata, and T.Komagome
 "Improvement of an MPD Thruster Performance with a Laval-type Magnetic Nozzle"
 Proc. of 29th Int. Electric Propulsion Conference (IEPC, Princeton), IEPC-2005-83,
 pp.1–8 (2005).
- (15) H. Tobari , A. Ando , M.Inutake and K.Hattori
 "Direct Measurement of Lorentz Forces in an Applied-Field MPD Thruster"
 Proc. of 29th Int. Electric Propulsion Conference (IEPC, Princeton), IEPC-2005-65,
 pp.1–6 (2005).
- (16) A.Ando, Y.Hosokawa, M.Hatanaka, H.Tobari, K.Hattori and M.Inutake
 "Ion Heating Experiment by a helical Antenna in a Fast Flowing Plasma"
 Thin Solid Films, (2006) in press.
- (17) A.Ando, T.S.Watanabe, T.K.Watanabe, R.Sato, K.Harata, H.Tobari, K.Hattori,
 M.Inutake
 "Evaluation of Mach Probe Characteristics and Measurement of High-Mach-Number
 Plasma Flow"
 Thin Solid Films, (2006) in press.
- (18) A.Ando, T.K.Watanabe, T.Makita, H.Tobari, K.Hattori, M.Inutake
 "Mach Probe Measurements in Unmagnetized Plasmas with Subsonic and Supersonic
 Flow"
 Contributions to Plasma Physics, (2006) in press.